Messung von Wirkungsquerschnitten für die Produktion von $D^{*\pm}$-Mesonen über den Zerfall $D^{*+} \rightarrow D^0\pi_s^+ \rightarrow \bar{K}^0\pi^+\pi^-\pi_s^+$ beim H1-Experiment

Diplomarbeit

Institut für Experimentalphysik
der Universität Hamburg

Martin Göttlich

Hamburg, März 2003

Kurzfassung

Wirkungsquerschnitte für die Produktion von $D^{*\pm}$-Mesonen in Photoproduktion und in tief unelastischer Streuung werden bestimmt. Der Nachweis der D^*-Mesonen erfolgt über die Zerfallskette

$$D^{*+} \to D^0\ \pi_s^+ \to \bar{K}_S^0\ \pi^+\ \pi^-\ \pi_s^+.$$

Die Rekonstruktion des $\bar{K}_S^0$-Mesons findet über den Zerfall $\bar{K}_S^0 \to \pi^+\pi^-$ statt. Die Analyse basiert auf Messungen, die in den Jahren 1999 und 2000 mit dem H1-Detektor am Elektron-Proton-Speicherring HERA aufgenommen wurden. Die Selektion von Photoproduktionsereignissen erfolgt mit Hilfe der beiden Elektrondetektoren bei 33 m und bei 44 m, was die Bestimmung von Wirkungsquerschnitten in zwei verschiedenen Bereichen der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie ermöglicht: 160 GeV $< W_{\gamma p} <$ 262 GeV und 50 GeV $< W_{\gamma p} <$ 186 GeV. Zur Selektion von Ereignissen der tief unelastischen Streuung wird das rückwärtige Spaghetti-Kalorimeter verwendet, mit dem der kinematische Bereich 2 GeV^2 $< Q^2 <$ 100 GeV^2 und $0.05 < \mathrm{y} < 0.6$ zugänglich wird. Weiterhin werden differentielle Wirkungsquerschnitte bezüglich des Transversalimpulses und der Pseudorapidität der D^*-Mesonen vorgestellt. Die Ergebnisse werden mit vorherigen Messungen, bei denen der sogenannte Goldene Zerfallskanal zum Nachweis der D^*-Mesonen verwendet wurde, verglichen. Es findet ausserdem ein Vergleich mit QCD-Rechnungen in führender Ordnung statt, wobei Effekte höherer Ordnungen durch das Partonschauer-Modell berücksichtigt werden.

Abstract

Cross sections for the production of $D^{*\pm}$-mesons in deep inelastic scattering and in photoproduction are measured. The D^*-meson is reconstructed via the decay chain

$$D^{*+} \to D^0\ \pi_s^+ \to \bar{K}_S^0\ \pi^+\ \pi^-\ \pi_s^+.$$

The $\bar{K}_S^0$ is reconstructed by its decay into two unequally charged pions. The analysis is based on data taken with the H1-Detector at the electron-proton-collider HERA in the years 1999 and 2000. Photoproduction events are selected by means of the two electron taggers at 33 m and 44 m respectively, allowing to determine photoproduction cross sections for two different regimes of the photon proton center of mass energy: 160 GeV $< W_{\gamma p} <$ 262 GeV and 50 GeV $< W_{\gamma p} <$ 186 GeV. To select deep inelastic scattering events the calorimeter in the backward region is used giving access to the kinematical range 2 GeV^2 $< Q^2 <$ 100 GeV^2 and $0.05 < \mathrm{y} < 0.6$. Differential cross sections with respect to the transversal momentum and the pseudorapidity of the D^*-meson are presented. The results are compared with previous measurements where the so called golden channel was used and with leading order QCD calculations using the parton shower model to take into account higher order effects.

Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Die Aufgabe der Physik ist es, Modelle zu entwickeln, die beschreiben, welche Struktur die Materie aufweist und welchen grundlegenden Kräften sie unterliegt. Die Modelle sollen es erlauben, den Ausgang von Experimenten qualitativ und quantitativ vorherzusagen. Ein sehr erfolgreiches Modell ist das Standardmodell der Teilchenphysik. In ihm sind die Quarks und die Leptonen die kleinsten Bausteine der Materie. Insgesamt gibt es sechs verschiedene Quarks, die in drei Familien eingeteilt werden: (u, d), (c, s) und (t, b). Quarks sind die Bausteine der Baryonen und der Mesonen. So bilden zwei u- und ein d-Quark ein Proton, das leichteste Baryon. Den drei Quarkfamilien stehen drei Leptonfamilien gegenüber. Das leichteste geladene Lepton ist das Elektron. Zusammen mit dem u- und dem d-Quark baut es die gesamte stabile Materie auf, die uns umgibt.

Um den Aufbau der Materie ausreichend erklären zu können, reicht es nicht aus, die Konstituenten zu kennen, sondern es ist auch wichtig, die Wechselwirkungen zwischen ihnen beschreiben zu können. Das Standardmodell beschreibt die drei Wechselwirkungen, die in der Teilchenphysik wichtig sind: die elektromagnetische Wechselwirkung (Kraft zwischen geladenen Teilchen), die starke Wechselwirkung (Kraft zwischen Quarks) und die schwache Wechselwirkung, die z.B. für den β-Zerfall verantwortlich ist. Vermittelt werden die Kräfte durch den Austausch von Teilchen, den sogenannten Eichbosonen.

Wichtige Beiträge zur Entwicklung und zum Test des Standardmodells liefern Experimente, in denen Elementarteilchen beschleunigt und zur Kollision gebracht werden. Exemplarisch seien an dieser Stelle der Beschleuniger LEP und das TEVATRON aufgeführt. Am LEP beim CERN werden Elektronen und Positronen beschleunigt und zur Kollision gebracht. Aus der Zerfallsbreite des Z^0-Bosons, die dort mit großer Genauigkeit gemessen wurde, konnte z.B. gefolgert werden, dass es nur drei Neutrino-Generationen gibt. Das TEVATRON am Fermilab dient der Beschleunigung und Speicherung von Protonen und Antiprotonen. Am TEVATRON wurde z.B. das t-Quark entdeckt.

Am Elektron-Proton-Speicherring HERA werden Elektronen an Protonen gestreut. Die hohen Viererimpulsüberträge, die bei HERA erreicht werden, ermöglichen es, die Substruktur des Protons aufzulösen. Die Streuung findet nicht mehr am gesamten Proton statt, sondern an den einzelnen Konstituenten, den Partonen. Bei HERA können kinematische Bereiche betrachtet werden, die in vorherigen Experimenten nicht zugänglich waren. So konnte die Strukturfunktion F_2 auch bei kleinen Werten der Bjørken Skalenvariablen x gemessen werden. Messungen der Strukturfunktion erfolgen durch die Bestimmung doppelt differentieller Wirkungsquerschnitte. Die beobachteten Abweichungen vom Skalenverhalten der Strukturfunktion F_2, lassen sich mit Hilfe der QCD, der Theorie der starken Wechselwirkung, erklären.

Die Schwerpunktsenergie bei HERA von 318 GeV (seit 1998) reicht aus, um schwere Quarks

(c- und b-Quarks) zu erzeugen. Durch Messung der Wirkungsquerschnitte für die Produktion schwerer Quarks und den Vergleich mit theoretischen Vorhersagen, d.h. QCD-Rechnungen, lassen sich Theorien überprüfen und der Raum, den die freien Parameter des theoretischen Modells aufspannen, eingrenzen. Als Parameter seien an dieser Stelle exemplarisch die Quarkmassen und die Parameter des Fragmentationsmodells erwähnt. Weiterhin kann die Impulsdichte der Gluonen im Proton, die für die Produktion von schweren Quarks verantwortlich sind, gemessen werden, wenn zumindest ein schweres Quarks nachgewiesen und sein Impuls bestimmt wird. Können die beiden erzeugten schweren Quarks gleichzeitig beobachtet werden, so können die Aussagen über die Gluondichte unabhängiger von theoretischen Modellen getroffen werden. Der Nachweis eines c-Quarks kann dabei über den Nachweis eines D^*-Mesons erfolgen. Dieses wiederum wird über seine Zerfallprodukte rekonstruiert, da es wegen seiner kurzen Lebensdauer selber nicht direkt beobachtet werden kann.

Üblicherweise wird das D^*-Meson über den sogenannten goldenen Zerfallskanal $D^{*+} \to D^0\pi_s^+ \to K^-\pi^+\pi_s^+$ nachgewiesen. Dieser bietet gegenüber anderen möglichen Zerfällen den Vorteil, dass nur geladene Teilchen als Zerfallsprodukte entstehen, die alle in der Spurkammer sichtbar sind und dass lediglich drei Teilchen im Endzustand vorliegen, was die Anzahl der möglichen Kombinationen bei der Rekonstruktion eines D^*-Mesons kleinhält.

In der vorliegenden Arbeit wird vorgestellt, wie das D^*-Meson über den Zerfall $D^{*+} \to D^0\pi_s^+ \to \bar{K}^0\pi^+\pi^-\pi_s^+$ nachgewiesen werden kann. [1] Dieser Zerfall weist im Vergleich zum goldenen Zerfallskanal ein kleineres Verzweigungsverhältnis auf, da man berücksichtigen muss, dass nur 50% der K^0-Mesonen als kurzlebige K_S^0-Mesonen auftreten und nur diese innerhalb der Spurkammer zerfallen. Weiterhin ist mit einem größeren kombinatorischen Untergrund zu rechnen, da mehr Teilchen beteiligt sind. Dieser Zerfallskanal verspricht jedoch die beste Alternative zum goldenen Zerfallskanal zu sein, da zusätzlich zum D^*-Meson ein K_S^0-Meson gefordert wird, was den kombinatorischen Untergrund wiederum reduzieren müsste. Die Etablierung eines alternativen Zerfallskanals erlaubt es, die Ergebnisse für die Wirkungsquerschnitte zu vergleichen und eventuelle systematische Fehler ausfindig zu machen. Ausserdem kann im Prinzip durch die Kombination beider Zerfallskanäle der D^*-Wirkungsquerschnitt auf der Basis von mehr Ereignissen bestimmt werden.

Gliederung der Arbeit

Im zweiten Kapitel dieser Diplomarbeit wird das H1-Experiment vorgestellt. Hierzu gehört eine Beschreibung des HERA-Speicherrings und des H1-Detektors, wobei nur auf die Komponenten des H1-Detektor eingegangen wird, die für diese Analyse wichtig sind. In Kapitel 3 erfolgt eine Zusammenfassung der wichtigsten theoretischen Grundlagen, die zum Verständnis dieser Arbeit notwendig sind. Neben einer Erläuterung der physikalischen Größen, die zur Beschreibung der Kinematik eines Streu-Ereignisses verwendet werden, wird ausführlich auf die verschiedenen Prozesse eingegangen, die bei der Photon-Proton Wechselwirkung auftreten können und die somit zum Wirkungsquerschnitt beitragen. Nach der Einführung in die experimentellen und theoretischen Grundlagen wird in Kapitel 4 erläutert, auf welchen Daten diese Analyse basiert, wie grundsätzlich vorgegangen wird, um D^*-Mesonen zu rekonstruieren und welche Schnitte angewandt werden, um zunächst K_S^0-Mesonen und dann D^*-Mesonen zu selektieren. Anschliessend findet in Kapitel 5 eine Bestimmung der Wirkungsquerschnitte statt. Es werden Wirkungsquerschnitte für Photoproduktion und für tief unelastische Streuung bestimmt und mit früheren Messergebnissen und theoretischen Vorhersagen verglichen. Im sechsten Kapitel erfolgt dann eine Zusammenfassung der Ergebnisse.

[1] Natürlich wird auch der ladungskonjugierte Zerfall $D^{*-} \to \bar{D}^0\pi_s^- \to K^0\pi^+\pi^-\pi_s^-$ betrachtet.

Kapitel 2

Das H1 Experiment

Die Hadron-Elektron Ringanlage HERA am Deutschen Elektronen Synchrotron DESY in Hamburg dient der gegenläufigen Beschleunigung und Speicherung von Protonen und Elektronen, um sie an fest vorgegebenen Punkten zur Kollision zu bringen. An einem dieser Kollisionspunkte steht der H1-Detektor. Der Aufbau und die technischen Spezifikationen der Ringanlage und des Detektors sind Thema dieses Kapitels.

2.1 Der Speicherring HERA

Die Abbildung 2.1 zeigt den Speicherring HERA und seine Vorbeschleuniger. In zwei voneinander getrennten Strahlrohren, HERA-e und HERA-p, werden Elektronen und Protonen beschleunigt. Die Elektronen erreichen in HERA-e eine Energie von 27.5 GeV. Seit 1998 werden in HERA-p Protonenenergien von 920 GeV erzielt. Zur Strahlführung sind im Falle der Protonen aufgrund der hohen Energie supraleitende Ablenkmagnete nötig, die mit flüssigem Helium auf 4.2 K abgekühlt werden und ein Magnetfeld von 4.7 T erzeugen.

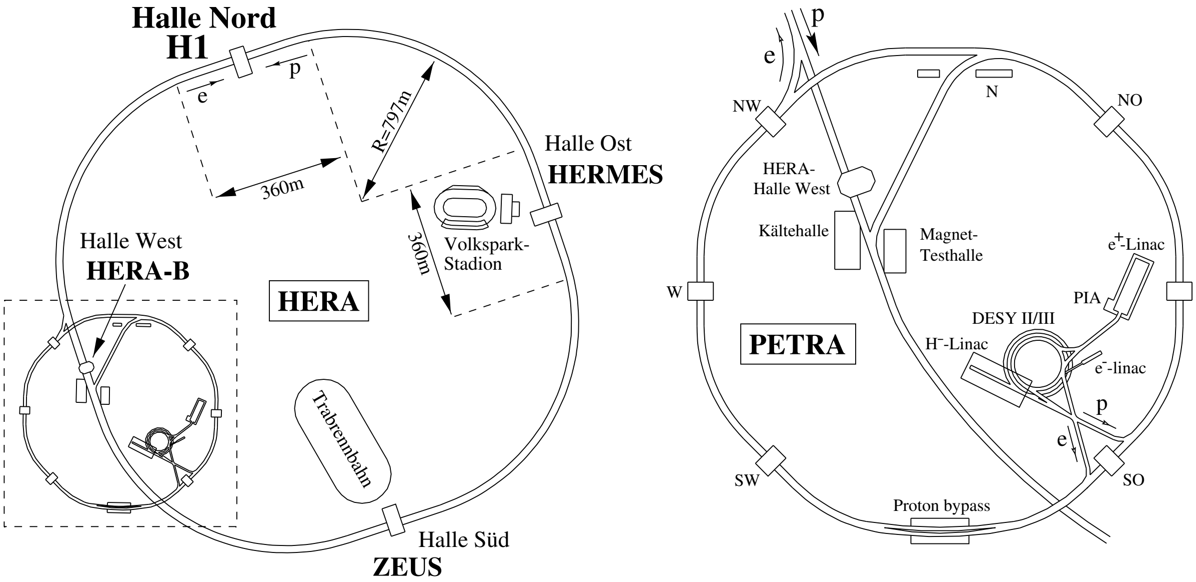


Abbildung 2.1: *Der Speicherring HERA und seine Vorbeschleuniger.*

Bescheuniger	Länge bzw. Umfang	maximale Strahlenergie
LINAC II	70 m	450 MeV
DESY II	293 m	7.5 GeV
PETRA II	2304 m	14 GeV
HERA-e	6336 m	27.5 GeV

Tabelle 2.1: *Eigenschaften der Beschleuniger für Elektronen.*

Bescheuniger	Länge bzw. Umfang	maximale Strahlenergie
LINAC III	32 m	50 MeV
DESY III	317 m	7.5 GeV
PETRA II	2304 m	40 GeV
HERA-p	6336 m	920 GeV

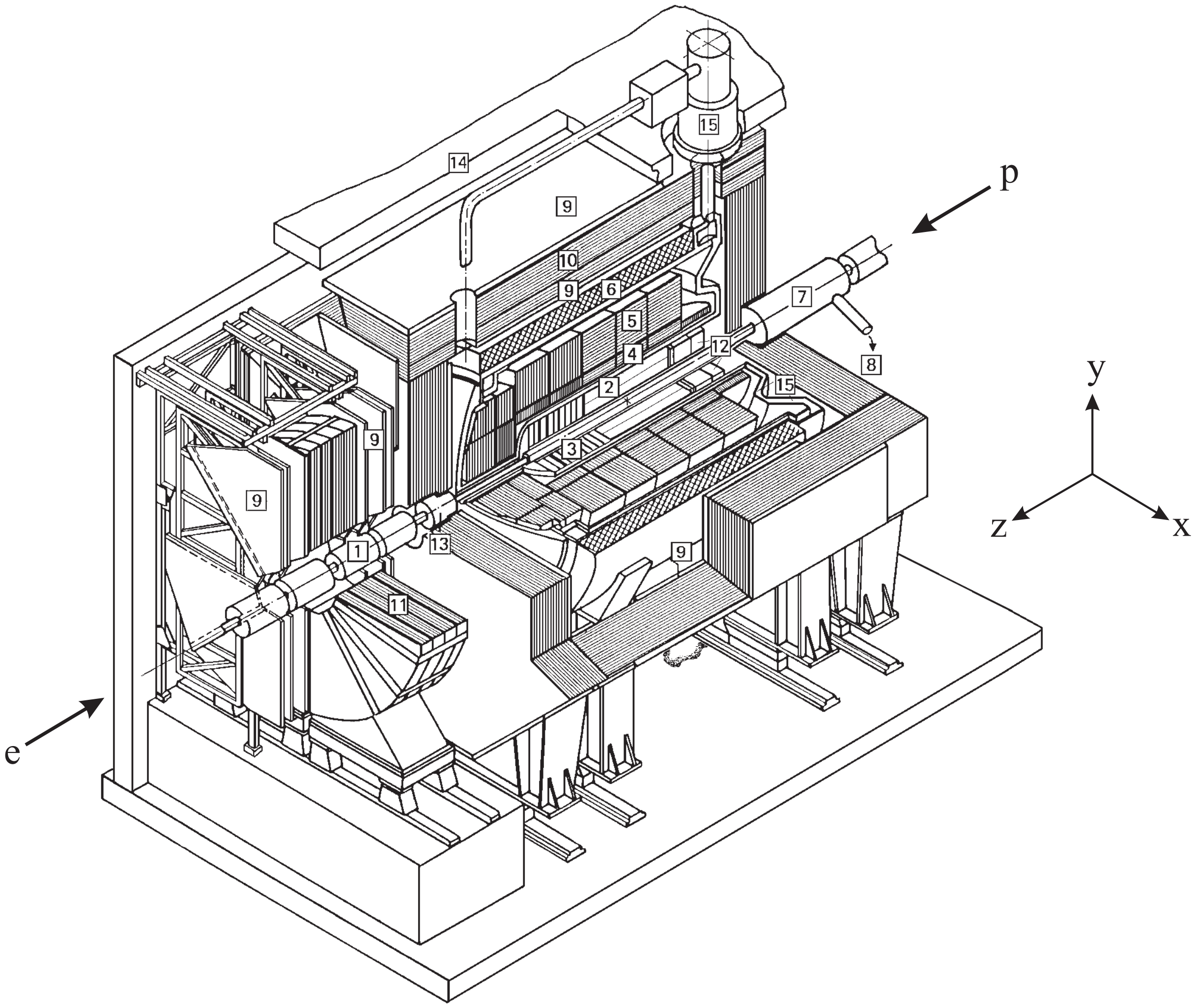
Tabelle 2.2: *Eigenschaften der Beschleuniger für Protonen.*

Die Vorbeschleunigung der Elektronen findet zunächst im Linearbeschleuniger LINAC II (linear accelerator), dann im Elektronen Synchrotron DESY II und schließlich in PETRA II statt, von wo aus sie in den Speicherring HERA-e injiziert werden. Zur Vorbeschleunigung der Protonen dienen LINAC III, DESY III und PETRA II. Im LINAC III werden die Protonen in Form von negativ geladenen Wasserstoffatomen beschleunigt. Nachdem ihnen die Eletronenhülle abgestreift wurde, gelangen sie in das Protonen Synchrotron DESY III. Die letzte Station der Vorbeschleunigung bildet PETRA II. Von dort aus werden sie in den Protonen-Speicherring HERA-p eingespeist. In den Tabellen 2.1 und 2.2 sind die Eigenschaften der verschiedenen Beschleuniger für Elektronen bzw. Protonen aufgeführt.

In den Speicherringen HERA-e und HERA-p mit einem Umfang von jeweils 6.3 km werden die Elektronen und Protonen auf ihre Kollisionsenergie beschleunigt und gespeichert, um an fest vorgegebenen Orten, den Standorten der Detektoren H1 und ZEUS, bei einer Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 318$ GeV zur Kollision gebracht zu werden. Die Elektronen und Protonen durchlaufen den Speicherring zu einzelnen Paketen (engl. bunches) gebündelt, die aus $10^{10} - 10^{11}$ Teilchen bestehen. Dabei sind die Umlauffrequenzen und Abstände der Elektronen- und Protonenpakete so einander angepasst, dass sie an den Detektorstandorten aufeinandertreffen (engl. bunch crossing). Das Zeitintervall zwischen zwei Kollisionen ergibt sich aus diesen Umlauffrequenzen sowie der Anzahl der Pakete und beträgt 96 ns. Zur Untersuchung von Untergrundereignissen, bei denen die Elektronen bzw. Protonen mit dem Restgas im Strahlrohr oder mit der Strahlrohrwand wechselwirken, werden auch sogenannte Pilotpakete in den Speicherring eingefüllt, die keinen Wechselwirkungspartner am Ort des Detektors haben. Solche Untergrundereignisse müssen bei der Messung der Luminosität berücksichtigt werden.

2.2 Der H1-Detektor

Teilchendetektoren in der Hochenergiephysik sollen es ermöglichen, Teilchenreaktionen möglichst vollständig zu rekonstruieren. Hierfür müssen die Vierervektoren möglichst aller beteiligter Teilchen bestimmt werden, wofür eine Ortsmessung, Impulsmessung, Energiemessung und eine Teilchenidentifizierung erforderlich ist. Alle Messungen beruhen auf der Wechselwirkung der Teilchen mit dem Detektormaterial. Je nach Teilchensorte und je nach der Größe, die gemessen werden soll, finden dabei verschiedene physikalische Prinzipien Anwendung, was den schichtweisen Aufbau



1: Strahlrohr und Strahlmagnete
2: Zentrales Spurkammersystem
3: Vorwärtsspurkammern
4: Elektromagnetisches flüssig Argon Kalorimeter (Blei)
5: Hadronisches flüssig Argon Kalorimeter (Edelstahl)
6: Supraleitende Spule (1.2 T)
7: Kompensationsmagnet
8: Helium Kälteanlage
9: Myon-Kammern
10: Instrumentiertes Eisen
11: Myon Toroid Magnet
12: Rückwärtiges Kalorimeter und Spurkammer
13: Vorwärts-Kalorimeter
14: Bleiabschirmung
15: Flüssig Argon Kryostat

Abbildung 2.2: *Perspektivische Ansicht des H1-Detektors. Dargestellt ist auch die Flugrichtung der Elektronen bzw. Protonen und das H1-Koordinatensystem.*

des Detektors aus einer Vielzahl von Subdetektoren erklärt, die aus unterschiedlichen Materialien bestehen. Die Abbildung 2.2 gibt einen Überblick über den Aufbau des H1-Detektors. Ebenfalls dargestellt ist die Elektron- und die Proton-Flugrichtung und das Koordinatensystem, wie es beim H1-Experiment definiert ist. In diesem Kapitel werden die Komponenten des H1-Detektors erläutert, die für diese Analyse wichtig sind. Dabei wird kurz ihr Aufbau und das physikalische Messprinzip erläutert. Weiterhin wird auf die erzielten Messgenauigkeiten und den experimentell zugänglichen kinematischen Bereich eingegangen. Eine detaillierte Beschreibung des Detektors findet man in [3].

2.2.1 Das zentrale Spurkammersystem des H1-Detektors

Bevor im Detail auf die einzelnen Komponenten des Spurkammersystem und ihre Eigenschaften eingegangen wird, wird zunächst das Driftkammerprinzip erläutert.

2.2.1.1 Das Driftkammerprinzip

Driftkammern dienen der Orts- und Impulsmessung von geladenen Teilchen. Prinzipiell ist auch eine Teilchenidentifizierung über die Messung des mittleren Energieverlustes pro zurückgelegter Strecke dE/dx möglich. Das physikalische Prinzip, das hier Anwendung findet, ist, dass geladene Teilchen Materie ionisieren, die sie durchqueren. Diese sogenannte Primärionisation wird durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben. Bei Anwesenheit eines elektrischen Feldes wandern die Ionenrümpfe zur Kathode und die Elektronen aus der Ionisation zur Anode. Das elektrische Feld zwischen Anode und Kathode wird im Falle von Driftkammern mit Hilfe von Feldformungsdrähten konstant gehalten, sodass die Elektronen mit einer konstanten Geschwindigkeit, der Driftgeschwindigkeit, zur Anode wandern. Die Driftgeschwindigkeit in der Driftregion des Detektors beträgt bei der Gasmischung Ar-CO_2-CH_4 im Verhältnis von 89.5:9.5:1.0, wie sie beim H1-Detektor verwendet wird, 50 mm/μs bei nomineller Hochspannung. Die Driftgeschwindigkeit der Ionenrümpfe ist wegen ihrer wesentlich größeren Masse im Vergleich zu den Elektronen wesentlich geringer, weshalb nur die Elektronen für die Messung verwendet werden und die Anodendrähte als Signaldrähte dienen. In der Nähe der Signaldrähte nimmt die Dichte der elektrischen Feldlinien wegen des geringen Durchmessers der Drähte zu, weshalb die Feldstärke ansteigt und die Elektronen derart beschleunigt werden, dass sie durch Stöße weitere Gasmoleküle ionisieren können und ein lawinenartiger Prozess gestartet wird. Es findet somit eine Verstärkung des Signals statt (Gasverstärkung), sodass das Signal durch eine geeignete Elektronik registriert werden kann. Bei bekanntem Zeitpunkt der Primärionisation und bekannter Driftgeschwindigkeit kann der Abstand des Ortes der Primärionisation bis zum Signaldraht berechnet werden:

$$d = v_{Drift} \cdot (t_{Signal} - t_0)\,. \tag{2.1}$$

Die Registrierung eines Signals wird auch als Treffer (Hit) bezeichnet. Durch Kombination mehrerer Hits, wobei alle Signaldrähte einbezogen werden, ergibt sich die Möglichkeit, Teilchenspuren zu rekonstruieren. Eine detailliertere Darstellung dieser Sachverhalte findet man in [2].

2.2.1.2 Innere und äußere Jet-Kammern

Die innere Jet-Kammer (CJC1, central jet chamber) des H1-Detektors besteht aus 30 Driftzellen mit jeweils 24 Signaldrähten und die äussere Jet-Kammer (CJC2) aus 60 Driftzellen mit jeweils 32 Signaldrähten. Die Signal- und Kathodendrähte verlaufen parallel zur Strahlachse (s. Abbildung 2.3). Beide Jet-Kammern zusammen decken einen radialen Bereich von 20 bis 85 cm ab. Der Polarwinkelbereich, der von der CJC1 bzw. der CJC2 abgedeckt wird, liegt zwischen 11° und 169° bzw. 26° und 154°.

In der $r\phi$-Ebene erreicht man wegen der Anordnung der Signaldrähte parallel zur Strahlachse eine Ortsauflösung von $\sigma_{r\phi}$ =130 μm [5]. Die Auflösung der z-Koordinate beträgt lediglich σ_z =22 mm, da die z-Position nur nach dem Prinzip der Ladungsteilung ermittelt werden kann.

Die Driftkammern sind um 30° gegenüber der radialen Richtung geneigt. Dies stellt sicher, dass Teilchen mit genügend hoher Energie, um beide Jet-Kammern zu durchlaufen, mindestens einmal eine Signaldrahtebene kreuzen und somit die Bestimmung des Zeitnullpunktes möglich ist. Um beide Kammern durchqueren zu können, benötigt ein Teilchen eine Mindestenergie von ca.

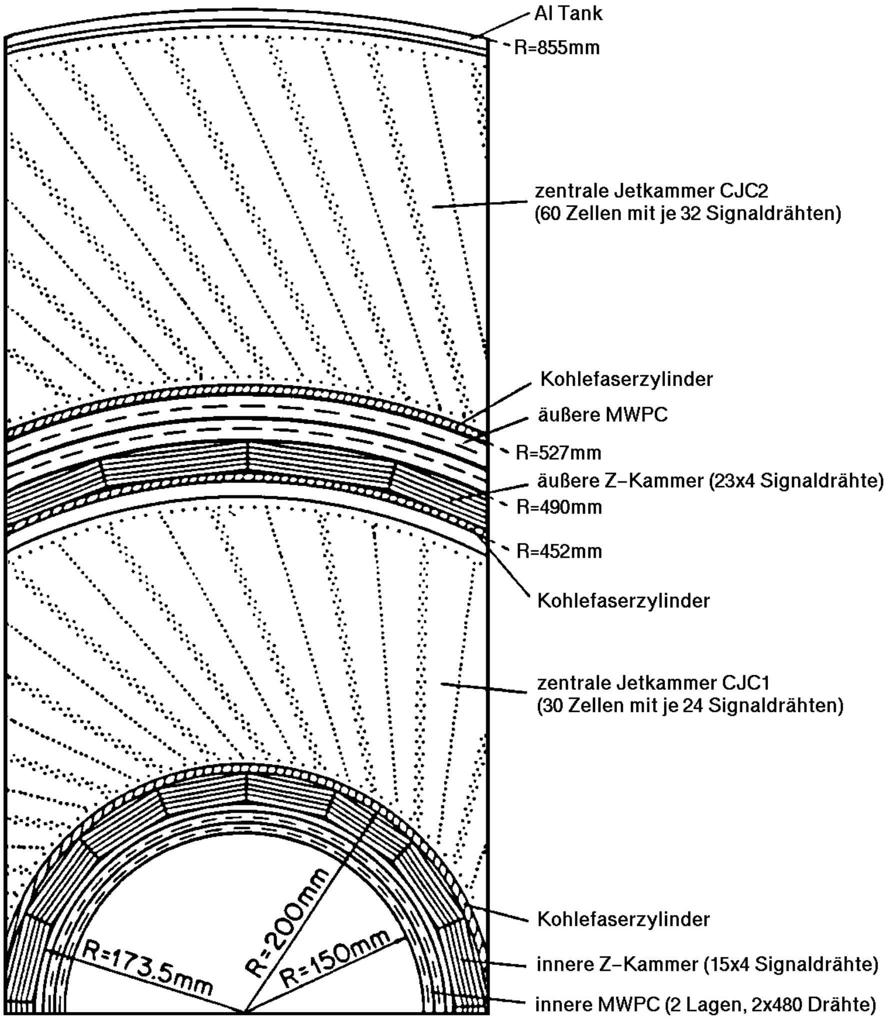


Abbildung 2.3: *Das zentrale Spurkammersystem des H1-Detektors (Schnitt senkrecht zur Proton-Strahlrichtung).*

150 MeV. Da am Ort der Spurkammern ein homogenes Magnetfeld von 1.15 T mit Feldrichtung parallel zur Strahlachse herrscht, um die Messung des Impulses geladener Teilchen über die Bahnkrümmung zu ermöglichen, weicht die Driftrichtung der Elektronen um den sogenannten Lorentzwinkel α_L von der Richtung des elektrischen Feldes ab. Durch die Neigung der Driftkammern um 30° wird der Lorentzwinkel bei hochenergetischen, geladenen Teilchen nahezu kompensiert und gewährleistet, dass die Driftrichtung senkrecht zu den Spuren steht, wodurch das Auflösungsvermögen erhöht wird. Weiterhin lassen sich reale Spur und Spiegelspur aufgrund des zellartigen Aufbaus und der erwähnten Neigung voneinander unterscheiden, da mindestens zwei Zellen durchquert werden und die Spiegelspur keine Fortsetzung in der angrenzenden Driftzelle findet.

2.2.1.3 Die zentralen z-Kammern und die Proportionalkammern

Die beiden z-Kammern CIZ (central inner z-chamber) und COZ (central outer z-chamber) erlauben es, die z-Koordinate mit einer größeren Genauigkeit zu messen, als es mit den beiden

Jet-Kammern möglich ist. Die Signaldrähte verlaufen senkrecht zur Strahlachse (s. Abbildung 2.3) und man erreicht eine z-Auflösung von $\sigma_z = 260\ \mu$m in der CIZ und $\sigma_z = 200\ \mu$m in der COZ.

Die zentrale innere Proportionalkammer (CIP, central inner proportional chamber) und die zentrale äussere Proportionalkammer (COP, central outer proportional chamber) bestehen jeweils aus zwei zylindrischen Lagen, die konzentrisch um das Strahlrohr angeordnet sind und die in mehrere Auslese-Segmente (Kathoden) eingeteilt sind. Innerhalb der beiden Lagen sind Anodendrähte parallel zur Strahlrichtung gespannt. Dieser Aufbau ermöglicht es, Spurkandidaten auszuwählen und in erster Näherung die Flugrichtung festzustellen, um durch Kombination mit anderen Spurkandidaten und der Information über ihre Flugrichtung festzustellen, wo sich ihre Schnittpunkte mit der z-Achse häufen. Man ist somit in der Lage, ep-Wechselwirkungen von Untergrundereignissen zu trennen, wenn die z-Position weit ausserhalb der nominellen Position liegt. Da die Proportionalkammern sehr schnell ansprechen, können sie schon für die erste Triggerstufe (L1) verwendet werden (vgl. Abschnitt 2.2.6). Die Abbildung 2.4 zeigt schematisch, wie

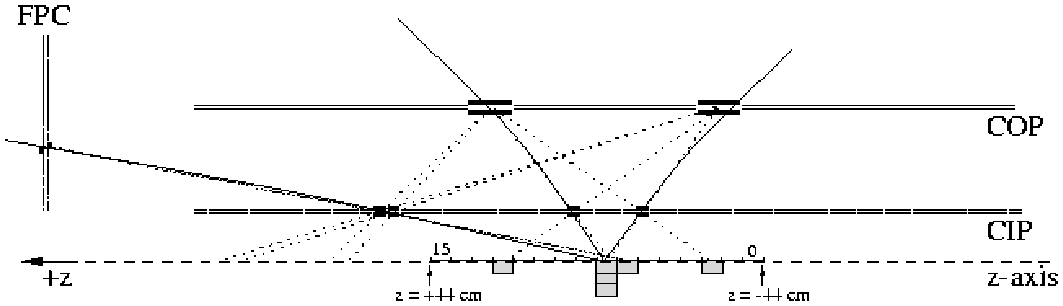


Abbildung 2.4: *Rekonstruktion der z-Position des Ereignisvertex mit Hilfe der Proportionalkammern.*

die z-Position des Ereignisvertex rekonstruiert wird. Wie man erkennt, wird auch die vordere Proportionalkammer (FPC) verwendet.

2.2.2 Der Silizium Vertex Detektor

Der Silizium Vertex Detektor besteht aus zwei Lagen, die aus Siliziumstreifendetektoren zusammengesetzt sind. Beide Lagen umschließen das Strahlrohr im Wechselwirkungsbereich. Die innere Lage besteht aus 12 Siliziumstreifendetektoren und weist einen Radius von 5.75 cm auf, während die äußere Lage aus 20 Siliziumstreifendetektoren besteht und einen Radius von 9.7 cm besitzt. Ein Streifendetektor ist 44.2 cm lang und 3.4 cm breit. In Abbildung 2.5 ist der Aufbau schematisch dargestellt.

Bei den Siliziumstreifendetektoren handelt es sich anschaulich gesprochen um in Sperrrichtung betriebene Halbleiterdioden. Geladene Teilchen erzeugen in dem Halbleitermaterial ein Elektron-Loch-Paar. Aufgrund der anliegenden Spannung kommt es zu einem Stromfluss, der ausgelesen wird. Die Ausleseelektronik befindet sich ausserhalb der zweiten Lage, damit die Messgenauigkeit nicht negativ durch Vielfachstreuung beeinflusst wird.

Die Ortsauflösung in der rϕ-Ebene beträgt 12 μm. In z-Richtung wird in Abhängigkeit des Polarwinkels eine Auflösung von bis zu 22 μm erreicht. Kombiniert man die Informationen der Driftkammern und des Vertex-Detektors, so erreicht man eine Ortsauflösung, die in der Größenordnung der Zerfallslänge von D^0-Mesonen ist. Dies erklärt die große Bedeutung des CST beim Nachweis schwerer Quarks [7]. Nähere Einzelheiten bezüglich des Silizium Vertex Detektor findet

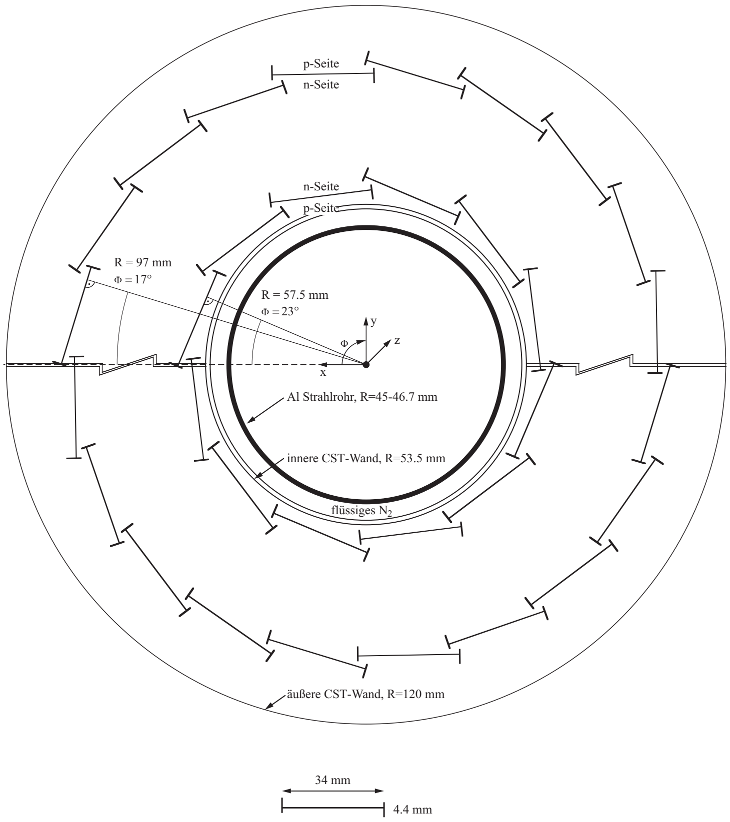


Abbildung 2.5: *Schematische Darstellung des zentralen Silizium Vertex Detektors (CST).*

man in [6].

2.2.3 Das Flüssig-Argon-Kalorimeter

Kalorimeter dienen der Messung der Gesamtenergie eines Teilchens. Hierzu müssen die Teilchen vollständig abgebremst und die dabei deponierte Energie gemessen werden. Realisiert wird dies beim Flüssig-Argon-Kalorimeter des H1-Detektors [4] durch den schichtweisen Aufbau aus Absorbermaterial und Nachweismedium. Wegen ihrer unterschiedlichen Eigenschaften verwendet man für Elektronen und Photonen andere Absorbermaterialien als für Hadronen. Das Kalorimeter ist daher in einen elektromagnetischen und einen hadronischen Bereich aufgeteilt.

Hochenergetische Elektronen bzw. Photonen verlieren ihre Energie überwiegend durch Bremsstrahlung bzw. Paarbildung. Besitzen die erzeugten sekundären Teilchen ihrerseits genügend Energie, um durch Paarbildung und Bremsstrahlung weitere Elektronen bzw. Photonen zu erzeugen, kommt ein lawinenartiger Prozess zustande, der als elektromagnetischer Schauer bezeichnet wird. Da die Bremsstrahlung mit der Kernladungszahl zunimmt, werden schwere Elemente als Absorbermaterialien verwendet. Im Fall des H1-Detektors ist dies Blei. Eine wichtige Materialeigenschaft ist in diesem Zusammenhang die Strahlungslänge X_0. Sie gibt an, welche Strecke ein hochenergetisches Elektron im Mittel zurücklegt, bis seine Energie aufgrund von Bremsstrahlung auf den Bruchteil $1/e$ abgefallen ist. Weiterhin beträgt die Strahlungslänge 7/9 der mittleren freien Weglänge eines hochenergetischen Photons für die Paarbildung. In Blei beträgt die Strahlungslänge 0.56 cm [1].

Als Nachweismedium kommt beim H1-Detektor flüssiges Argon zum Einsatz. Die Energiemessung erfolgt hierbei mit Hilfe ionisierter Argon-Atome.

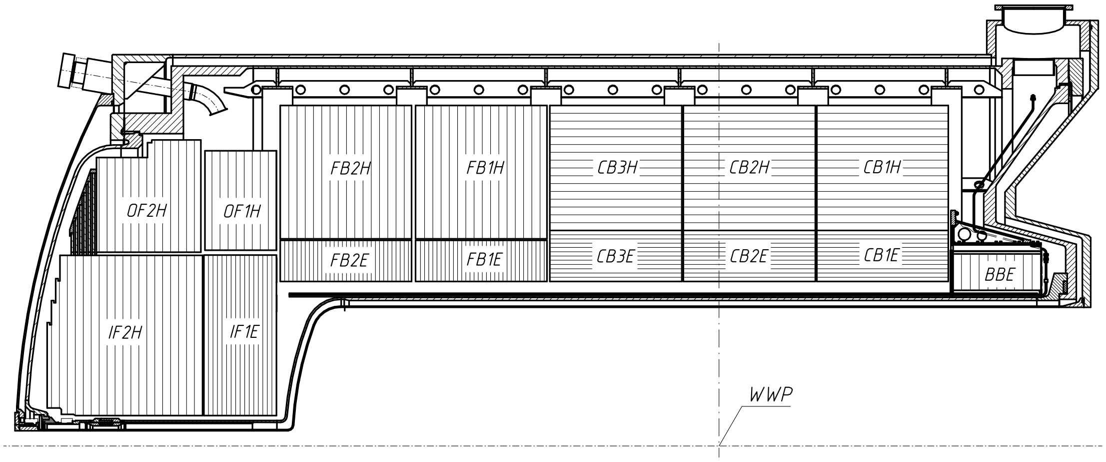


Abbildung 2.6: *Schematische Ansicht der oberen Hälfte des Flüssig-Argon-Kalorimeters nach einem Längsschnitt entlang der Strahlachse. Gezeigt sind die einzelnen Räder und deren elektromagnetische sowie hadronische Teile. WWP markiert den nominellen Wechselwirkungspunkt.*

Hochenergetische Hadronen reagieren über die starke Wechselwirkung mit den Atomen des Absorbermaterials. Es entstehen dabei neue Teilchen, die einen lawinenartigen Prozess auslösen. Häufig werden z.B. π^0-Mesonen erzeugt. Diese Zerfallen schnell in zwei Photonen, sodass hadronische Schauer auch eine elektromagnetische Komponente besitzen. Die geladenen Teilchen, die im Laufe der Schauerbildung produziert werden, können über ihre ionisierende Wirkung im Nachweismedium detektiert werden. Als Absorbermaterial wird im Fall des H1-Detektors Edelstahl eingesetzt. Edelstahl hat im Vergleich zu Blei eine geringere nukleare Wechselwirkungslänge λ und ist daher für hadronische Kalorimeter besser geeignet.

Zur Unterscheidung von elektromagnetischen und hadronischen Schauern kann u.a. ausgenutzt werden, dass elektromagnetische Schauer in der Regel wesentlich schmaler sind und nicht bis in den hadronischen Teil des Kalorimeters hineinreichen. Die Unterscheidung zwischen elektromagnetischen und hadronischen Schauern ist wichtig, da Hadronen einen geringeren Teil ihrer Energie im Kalorimeter deponieren als z.B. Elektronen. Ein Grund hierfür ist, dass ein Teil der Energie aufgewendet wird, um Atomkerne anzuregen. Ein weiterer Grund ist, dass der hadronische Teil des Kalorimeters wesentlich durchlässiger für elektromagnetische Teilchen ist als der hadronische Teil. Zur Rekonstruktion von Teilchenenergien müssen daher für hadronische und elektromagnetische Schauer verschiedene Kalibrationskonstanten angebracht werden.

Der Aufbau des Flüssig-Argon-Kalorimeters geht aus Abbildung 2.6 hervor. Dargestellt sind die acht sogenannten Räder, aus denen es zusammengesetzt ist. Das Rad im rückwärtigen Bereich (BBE) besteht lediglich aus einem elektromagnetischen Kalorimeter. Die drei Räder im zentralen Bereich bestehen aus einem hadronischen (CB1H-CB3H) und einem elektromagnetischen Teil (CB1E-CB3E). Das gleiche gilt für die drei Räder im vorderen Bereich (FB1H, FB2H, OF1H und FB1E, FB2E, IF1E). Das Rad im äußeren Vorwärtsbereich besteht nur aus hadronischen Kalorimetern (OF2H, IF2H).

Das elektromagnetische Kalorimeter deckt einen Polarwinkelbereich von 4° bis 153° ab. Seine Tiefe variiert zwischen 20 und 30 Strahlungslängen X_0. Mit ihm wird eine Energieauflösung von $\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E/1\mathrm{GeV}}$ erzielt.

Durch das hadronische Kalorimeter wird ein Winkelbereich von 4° bis 135° abgedeckt. Die Energieauflösung beträgt hier $\sigma_E/E = 50\%/\sqrt{E/1\text{GeV}}$. Das gesamte Kalorimeter besitzt eine Tiefe, die 4.5 bis 8 nuklearen Wechselwirkungslängen λ entspricht.

2.2.4 Das rückwärtige Kalorimeter

Das rückwärtige Kalorimeter befindet sich bei $z = -160$ cm und hat einen Durchmesser von 160 cm. Es deckt einen Polarwinkelbereich von 153° bis 177.8° ab. Unterteilt ist es in einen elektromagnetischen und einen hadronischen Teil (s. Abbildung 2.7). Der elektromagnetische Teil besteht aus 1192 Zellen mit einem Volumen von 4.05 × 4.05 × 25 cm^3. Die Zellen sind aus Bleiplatten mit Rillen für Fasern aus szintillierendem Material als Nachweismedium zusammengesetzt. Die Fasern haben einen Durchmesser von 0.5 mm und verlaufen parallel zur Strahlachse. Insgesamt enthält eine Zelle 4680 Fasern. Das von den angeregten Atomen des Szintillatormaterials emittierte Licht wird mit Hilfe von Sekundärelektronenvervielfachern (Photomultiplier) in ein elektrisches Signal umgewandelt. Die Energieauflösung im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters beträgt $\sigma_E/E = 7.5\%/\sqrt{E/1\text{GeV}} \oplus 2\%$ [8]. Der hadronische Teil des Kalorimeters

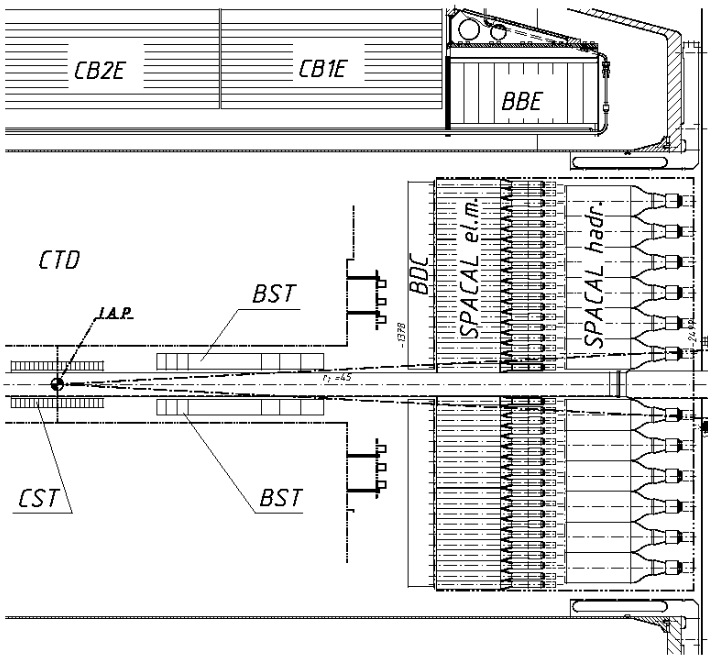


Abbildung 2.7: *Das rückwärtige Kalorimeter des H1-Detektors.*

besteht lediglich aus 136 Zellen mit einem Volumen von 12 × 12 × 25 cm^3. Der Faserdurchmesser beträgt hier 1 mm. Die grobere Segmentierung hat eine geringere Energieauflösung zur Folge: $\sigma_E/E = 30\%/\sqrt{E/1\text{GeV}}$. Wesentlich ist, dass der hadronische Teil die Unterscheidung von Elektronen und Hadronen verbessert. Dies ist besonders im Fall von Pionen wichtig, da es hier häufig zu einer Fehlidentifizierung kommen kann.

Aufgrund seines Aufbaus wird das rückwärtige Kalorimeter auch als Spaghetti Kalorimeter (SpaCal) bezeichnet. Seine gute Energie- und Ortsauflösung erlaubt es durch den Nachweis des gestreuten Elektrons, die kinematischen Variablen eines Ereignisses zu rekonstruieren. Weiterhin wird das SpaCal wegen seiner guten Zeitauflösung (≤ 1 ns) verwendet, um Untergrundereignisse durch die Wechselwirkung von Protonen mit Molekülen des Restgases zu unterdrücken.

Vor dem rückwärtigen Kalorimeter befindet sich eine Spurkammer (backward drift chamber, BDC). Sie dient dazu, die genaue Position eines geladenen Teilchen zu messen, bevor es auf das Kalorimeter trifft. Hierdurch wird die räumliche Auflösung wesentlich verbessert. Besonders wichtig ist dies bei der Messung des Streuwinkels θ [9].

2.2.5 Das Luminositäts-System

Die Rate, mit der ein bestimmter physikalischer Streuprozess z.B. an einem Speicherringexperiment auftritt, ergibt sich aus dem Produkt aus der Luminosität $\mathcal{L}$ und dem Wirkungsquerschnitt σ für die betrachtete Reaktion:

$$\frac{dN}{dt} = \mathcal{L} \cdot \sigma. \tag{2.2}$$

Der Wirkungsquerschnitt ist ein Maß für die Übergangswahrscheinlichkeit und wird üblicherweise in barn angegeben (1 barn $= 10^{-28}\text{m}^2$). Er hängt zum einen von dem Betragsquadrat des Übergangsmatrixelementes und damit von der Art der Wechselwirkung ab und zum anderen vom Phasenraum, d.h. von der Zahl der kinematisch zugänglichen Endzustände. Die Luminosität ist im Prinzip durch die Eigenschaften des Beschleunigers gegeben [1]:

$$\mathcal{L} = \frac{N_1\ N_2\ f}{A_{eff}}. \tag{2.3}$$

N_1 und N_2 sind die Teilchenzahlen in den aufeinandertreffenden Paketen, f ist die Frequenz, mit der die Pakete kollidieren und A_{eff} ist der effektive Überlapp. Die Luminosität wird jedoch nicht aus Beschleunigerparametern berechnet, da dies zu ungenau wäre und die Parameter sich mit der Zeit ändern. Vielmehr wird sie experimentell bestimmt. Hierzu bedient man sich eines Prozesses, für den man den Wirkungsquerschnitt mit großer Genauigkeit berechnen kann. Dies sind in der Regel QED Prozesse. Beim H1-Experiment wird der Bethe-Heitler-Bremsstrahlungsprozess

$$ep \ \rightarrow \ ep\gamma$$

zur Bestimmung der Luminosität verwendet. Der Nachweis dieser Reaktion erfolgt mit Hilfe eines Photon- und eines Elektron-Detektors, deren Anordnung schematisch in Abbildung 2.8 darge-

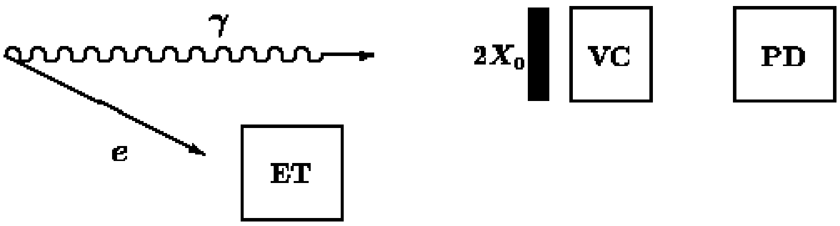


Abbildung 2.8: *Schematische Darstellung des H1 Luminositäts-Systems.*

stellt ist. Zur Kalibration werden beide Detektoren verwendet, die Bestimmung der Luminosität erfolgt jedoch lediglich mit dem Photondetektor. Da man ein scharfes Maximum der Winkelverteilung der Elektronen und Photonen, die aus dieser Wechselwirkung hervorgehen, bei Winkeln im μrad-Bereich erwartet, befinden sich sowohl der Elektron-Detektor (electron tagger ET33) als auch der Photon-Detektor dicht an der Strahllinie und 33.4 m bzw. 102.9 m in Elektron-Flugrichtung vom nominellen Wechselwirkungspunkt entfernt. Bei der Messung der Rate, mit der der Bethe-Heitler-Prozess auftritt, liefert die Wechselwirkung der Elektronen mit dem Restgas im Strahlrohr $eA \rightarrow eA\gamma$ den größten Beitrag zum Untergrund (10% bei der Design-Luminosität von $1.5 \cdot 10^{31}$ $\mathrm{cm^2 s^{-1}}$). Dieser kann eliminiert werden, indem man die Rate R_0 dieses Prozesses mit Hilfe der Elektron-Pilotpakete bestimmt. Man erhält dann folgenden Ausdruck für die Luminosität:

$$\mathcal{L} = \frac{R_{tot} - \frac{I_{tot}}{I_0} R_0}{\sigma_{vis}}. \tag{2.4}$$

R_{tot} ist hier die gemessene totale Rate (Bethe-Heitler-Prozess und Restgas-Wechselwirkung), I_{tot} und I_0 die entsprechenden Elektron-Ströme und σ_{vis} der sichtbare Wirkungsquerschnitt. Bei der Angabe des sichtbaren Wirkungsquerschnitts werden die Akzeptanzen und Effizienzen der beiden Detektoren berücksichtigt. Die Akzeptanzen sind besonders empfindlich gegenüber Veränderungen der Strahlbedingungen, weshalb ständig mit Hilfe des Photon-Detektors die Position des Elektron-Strahls und seine Neigung gegenüber der idealen Strahllinie in der Wechselwirkungsregion, der sogenannte beam tilt, gemessen und σ_{vis} entsprechend angepasst wird. Eine sehr ausführliche Darstellung dieser Sachverhalte findet man in [3], Abschnitt 4. Dort wird auch der totale systematische Fehler mit 1.5% angegeben (für die Jahre 1999 und 2000).

Der Elektron-Detektor dient auch dem Nachweis des gestreuten Elektrons in Photoproduktionsereignissen. Hierauf und auf seine Akzeptanz und Effizienz wird in Abschnitt 5.2.1.1 eingegangen. Dort erfolgt auch eine Erläuterung der Triggerelemente, die das Luminositäts-System bereitstellt. Auf das Trigger-System im Allgemeinen wird im folgenden Abschnitt eingegangen.

2.2.6 Das Trigger- und Datennahmesystem

Elektron- und Protonpakete treffen mit einer Frequenz von 10.4 MHz in der Wechselwirkungsregion des H1-Detektors aufeinander. Nur bei etwa jeder tausendsten Strahlkreuzung erwartet man eine ep-Wechselwirkung. Photoproduktionsereignisse, die den größten Beitrag zum Wirkungsquerschnitt für die Produktion schwerer Quarks liefern, ereignen sich bei der Design-Luminosität $\mathcal{L} = 1.5 \cdot 10^{31}$ $\mathrm{cm^2 s^{-1}}$ nur mit einer Rate von etwa 25 Hz . Im Vergleich dazu treten Untergrundereignisse durch Wechselwirkung mit dem Restgas im Strahlrohr mit einer Frequenz von 50 kHz auf. Weitere Untergrundereignisse werden z.B. durch kosmische Myonen (700 Hz), Wechselwirkung der Elektronen bzw. Protonen mit der Strahlrohrwand und Synchrotronstrahlung ausgemacht. Da die Ereignisrate und die damit verbundene Datenmenge zu groß wäre, um jedes Ereignis aufzuzeichnen, wird zur Trennung von Untergrundereignissen und ep-Wechselwirkungen ein mehrstufiges Triggersystem eingesetzt. Insgesamt sind fünf Stufen für den Trigger und die Datennahme vorgesehen, von denen nur vier in den Jahren 1999 und 2000 in Betrieb waren.

Die erste Stufe L1: Durch eine festverdrahtete Logik (central trigger logic, CTL) werden aus den Triggerelementen, die bei jeder Strahlkreuzung von den einzelnen Detektorkomponenten bereitgestellt werden, sogenannte Subtrigger gebildet. Ein Ereignis wird akzeptiert, wenn mindestens einer der 128 Subtrigger angesprochen hat. Eine Level 1 Triggerentscheidung wird für jede Strahlkreuzung vorgenommen. Hierfür stehen 2.3 μs zur Verfügung. Damit für diesen Zeitraum die Datennahme fortgesetzt werden kann, werden alle Daten vom Detektor in einem Datenpuffer zwischengespeichert. Erst wenn ein Ereignis akzeptiert wird, wird die Datennahme gestoppt und die Totzeit des Experimentes beginnt. Besitzt ein Subtrigger eine zu hohe Rate, so wird nur jedes n-te Ereignis, bei dem der Subtrigger angesprochen hat, akzeptiert. Man bezeichnet n als den Prescale-Faktor des Subtriggers. Durch den Level 1 Trigger wird eine Reduktion der Ereignisrate auf etwa 1 kHz erreicht ([3], Abschnitt 5).

Die zweite Stufe L2: Die Aufgabe der zweiten Triggerstufe ist es, eine weitere Reduktion der Ereignisrate zu erreichen, indem zusätzlich Untergrundereignisse herausgefiltert werden.

Eingesetzt werden zwei voneinander unabhängige, parallel arbeitende Systeme, die jeweils L2-Triggerelemente bilden. Dies geschieht auf der Basis der L2-Trigger-Daten, die von bestimmten Detektorkomponenten bereitgestellt werden und die im Vergleich zu den auf L1 zur Verfügung stehenden Daten wesentlich ausführlichere Informationen beinhalten [10]. In ϕ und Θ segmentierte Informationen erlauben es, die Topologie eines Ereignisses zu untersuchen und auf dieser Basis, Untergrundereignisse von ep-Wechselwirkungen zu trennen. Dies geschieht mit Hilfe des topologischen Triggers (L2TT). Das zweite System, das auf L2 zum Einsatz kommt, besteht aus neuronalen Netzen (L2NN) [11]. Die L2-Triggerelemente beider Systeme werden in der zentralen Trigger-Logik der zweiten Stufe (CTL2) ausgewertet. Hier wird entschieden, ob das Experiment neu gestartet wird oder ein Auslesen der Detektordaten zur weiteren Analyse stattfindet. Für die L2-Triggerentscheidung werden 20 μs benötigt. Die Ausgangsrate der zweiten Triggerstufe ist durch die maximal mögliche Eingangsrate der vierten Triggerstufe auf 50 Hz beschränkt.

Die vierte Stufe L4: Bei der vierten Triggerstufe handelt es sich um einen asynchronen Software-Trigger. Ein System von RISC-Prozessoren (L4-Filterfarm) wird eingesetzt, um bis zu 30 Ereignisse gleichzeitig rekonstruieren zu können [12]. Hierbei kommt eine vereinfachte Version des Rekonstruktionsprogramms H1REC zum Einsatz. Die Aufgabe des Rekonstruktionsprogramms besteht u.a. darin, auf der Basis der Messungen des Spurkammersystems Teilchenimpulse zu bestimmen. Eine weitere wichtige Aufgabe ist die Identifizierung des gestreuten Elektrons und die Rekonstruktion der Kinematik des Ereignisses durch Bestimmung des Streuwinkels und der Energie des Elektrons.

Wurde ein Ereignis rekonstruiert, so werden die auf L1 getroffenen Triggerentscheidungen überprüft. Es wird weiterhin versucht, Untergrundereignisse zu identifizieren. Liegt z.B. die z-Position des primärem Vertex ausserhalb der nominellen Wechselwirkungsregion, so wird das Ereignis verworfen. Eine weitere Aufgabe der vierten Triggerstufe besteht darin, Ereignisse zu klassifizieren. So kommen z.B. auch Programme zum Einsatz, die nach D^*-Mesonen suchen. Ereignisse, die einer bestimmten Klasse (z.B. tief unelastische Streuung, Ereignis mit einem D^*-Kandidaten) zugeordnet werden können, werden als Rohdaten auf Magnetbändern gespeichert. Dies geschieht mit einer Rate von 5 bis 10 Hz.

Die fünfte Stufe L5: Auf der fünften Stufe des Trigger- und Datennahmesystems erfolgt die vollständige Rekonstruktion der Ereignisse. Zugegriffen wird dabei auf die Rohdaten, die von der vierten Triggerstufe produziert wurden. Die Daten eines jeden Ereignisses werden in zwei Formaten abgespeichert: POT (production output tape) und DST (data summary tape). DST-Daten weisen ein geringeres Datenvolumen auf als POT-Daten, da bezüglich der Daten, die abgespeichert werden, eine restriktivere Auswahl getroffen wird. Weiterhin werden pro Ereignis weniger Größen abgespeichert. DST-Daten werden daher im Gegensatz zu POT-Daten nicht auf Magnetband-Kassetten gespeichtert, sondern auf Festplatten. Die DST-Daten sind üblicherweise der Ausgangpunkt für physikalische Analysen. Stehen eher technische Fragen im Vordergrund, so kann der Zugriff auf POT- oder sogar auf Rohdaten nötig werden.

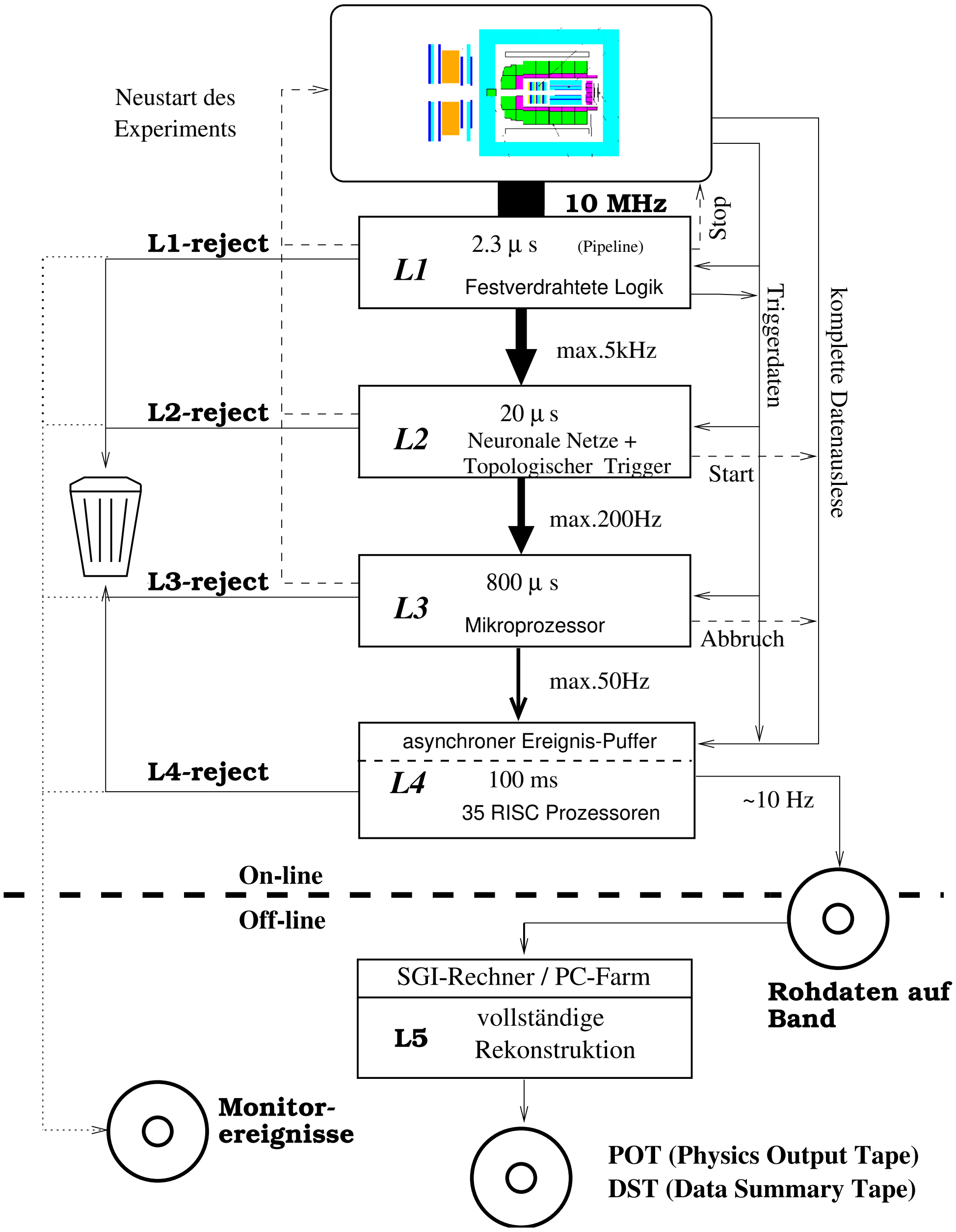


Abbildung 2.9: *Das Trigger- und Datennahmesystem des H1-Detektors.*

Kapitel 3

Elektron-Proton-Streuung, Erzeugung und Nachweis schwerer Quarks

In diesem Kapitel werden die Grundlagen der Elektron-Proton-Streuung erläutert. Zunächst werden die kinematischen Größen eingeführt, die zur Beschreibung des Streuprozesses verwendet werden, bevor dann auf das physikalische Modell eingegangen wird, das zur Beschreibung der Elektron-Proton-Wechselwirkung herangezogen wird. Es werden Feynman-Diagramme in führender und nächstführender Ordnung gezeigt, um die grundsätzlichen Prozesse zu erläutern. Anschließend wird die Produktion schwerer Quarks und deren Fragmentation in Hadronen betrachtet. Von besonderer Bedeutung ist hierbei der Prozess der Boson Gluon Fusion (BGF), da er den größten Beitrag zum Wirkungsquerschnitt für die Produktion schwerer Quarks liefert. Im Anschluss daran wird der Zerfallskanal erläutert, der in dieser Analyse zum Nachweis des c-Quarks verwendet wird und die Δm-Methode zur Rekonstruktion der D^*-Mesonen vorgestellt.

3.1 Kinematik

Das Koordinatensystem wird beim H1-Experiment konventionsgemäß so gewählt, dass sein Ursprung beim nominellen Wechselwirkungspunkt liegt und die positive z-Achse in Proton-Flugrichtung zeigt. Die x-Achse des rechtshändigen Systems zeigt in Richtung des Mittelpunktes des Speicherringes. Weiterhin gelten die in Abbildung 3.1 eingeführten Bezeichnungen für die Viererimpulse der beteiligten Teilchen: Der Viererimpuls des einlaufenden bzw. des auslaufenden Elektrons wird mit k bzw. k' bezeichnet. Der Viererimpulsübertrag des Austauschbosons ist q und P ist der Viererimpuls des Protons vor der Streuung.

Ist E_e die Energie des einlaufenden Positrons und E_p die Energie des einlaufenden Protons im Laborsystem, so erhält man unter Vernachlässigung der Teilchenmassen folgenden Ausdruck für das Quadrat der Schwerpunktsenergie $s = (k + P)^2$:

$$s \approx 4E_eE_p. \tag{3.1}$$

Das Quadrat des Viererimpulsübertrages $q^2 = (k - k')^2$ beträgt in dieser Näherung:

$$q^2 \approx -4E_eE'_e \cos^2 \frac{\Theta}{2}, \tag{3.2}$$

wobei E'_e die Energie und Θ der Polarwinkel des gestreuten Positrons im Laborsystem ist. Das Quadrat des Viererimpulsübertrages q^2 und damit auch die Virtualität des Photons $Q^2 = -q^2$

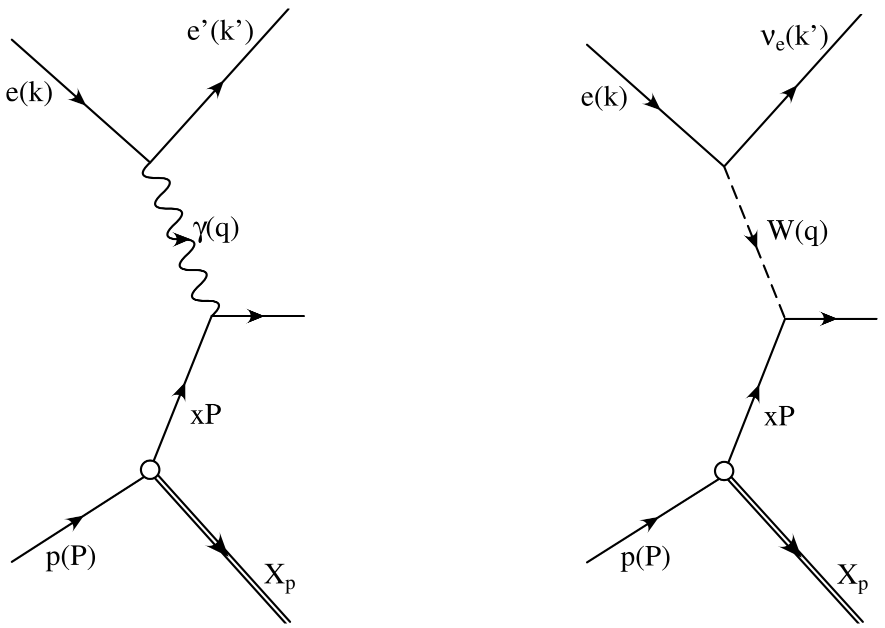


Abbildung 3.1: *Elektron-Proton Wechselwirkung über den neutralen Strom (links, am Beispiel der elektromagnetischen Kraft) und über den geladenen Strom (rechts). X_P steht hier für den Viererimpuls des Protonrestes.*

sowie das Quadrat der Schwerpunktsenergie s sind als Skalarprodukte aus Vierervektoren lorentzinvariant. Ebenfalls lorentzinvariant sind die Größen y und $x_{\text{Bjørken}}$. Der relative Energieverlust des Elektrons im Schwerpunktssystem des Protons y ist durch folgenden Ausdruck gegeben:

$$y = \frac{\tilde{E}_e - \tilde{E}_e{}'}{\tilde{E}_e} = \frac{P \cdot q}{P \cdot k} \approx 1 - \frac{E_e'}{E_e} \sin^2 \frac{\Theta}{2}. \tag{3.3}$$

$\tilde{E}_e$ bzw. $\tilde{E}_e{}'$ ist die Energie des Elektrons im Schwerpunktssystem des Protons vor bzw. nach der Streuung. Nur bei Streuung an einem ruhenden Target stimmen sie mit E_e bzw. E_e', den Laborenergien, überein. Die Näherung in Gleichung 3.3 gilt für Teilchenenergien, für die die Ruhemassen vernachlässigt werden können. Dies ist im Ruhesystem des Protons natürlich nicht der Fall. Die Variable $x_{\text{Bjørken}}$ ist durch folgenden Ausdruck gegeben:

$$x_{\text{Bjørken}} = \frac{Q^2}{2\, P \cdot q}. \tag{3.4}$$

Ihre Bedeutung wird später bei der Erläuterung des Wirkungsquerschnitts für die Elektron-Proton-Wechselwirkung deutlich. Die kinematischen Variablen s, x, y und Q^2 sind nicht unabhängig voneinander, sondern sie hängen bei Vernachlässigung der Ruhemassen über folgenden Ausdruck miteinander zusammen:

$$Q^2 \approx x \cdot y \cdot s. \tag{3.5}$$

Diese Näherung ist wegen der hohen Strahlenergien bei HERA sehr gut erfüllt. Die Schwerpunktsenergie des γp-Systems $W_{\gamma p}$ lässt sich durch die obigen Variablen ausdrücken:

$$W_{\gamma p}^2 = (q + P)^2 \approx ys - Q^2. \tag{3.6}$$

Eine weitere wichtige experimentelle Größe ist die Rapidität eines Teilchens:

$$\hat{y} = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z}. \tag{3.7}$$

E ist hier die Energie und p_z die z-Komponente des Impulses des Teilchens. Die Rapidität ist invariant gegenüber einem Lorentz-Boost in z-Richtung und wird u.a. genutzt, um den Winkelbereich, den die zentralen Spurkammern abdecken (Akzeptanzbereich), zu definieren. Kann die Masse eines Teilchens gegenüber seiner Energie vernachlässigt werden, so ist es möglich, die Rapidität durch die Pseudorapidität η anzunähern:

$$\eta = -\ln \left(\tan \frac{\Theta}{2} \right). \tag{3.8}$$

Der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $eN \rightarrow eX$, wobei nur der Anteil durch die elektromagnetische Wechselwirkung berücksichtigt wird, ist durch

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dx} = \frac{2\pi\alpha^2}{xQ^4} \left[y^2 x F_1(x, Q^2) + (1 - y) F_2(x, Q^2) \right] \tag{3.9}$$

gegeben. F_1 und F_2 sind die sogenannten Strukturfunktionen. Bei hohen Q^2 hängen die Strukturfunktionen des Protons nur noch von $x_{\text{Bjørken}}$ ab. Da $x_{\text{Bjørken}}$ dimensionslos ist, spricht man vom Skalenverhalten der Strukturfunktionen (engl. scaling). Eine Erklärung findet diese experimentelle Beobachtung im Quark-Parton-Modell des Protons: Bei hohen Energien des virtuellen Photons wird die Substruktur des Protons aufgelöst und die Wechselwirkung findet mit einem Parton des Protons statt. $x_{\text{Bjørken}}$ ist dann der Anteil am Protonenimpuls, den das wechselwirkende Parton trägt. Bei HERA wurden die Strukturfunktionen durch die Messung doppelt differentieller Wirkungsquerschnitte bestimmt. Die beobachteten Abweichungen von der Skaleninvarianz können durch Effekte höherer Ordnung (z.B. Gluonabstrahlung) im Rahmen der QCD erklärt werden.

3.2 Elektron-Proton Wechselwirkung

In der Elementarteilchenphysik werden Wechselwirkungen zwischen Elementarteilchen durch den Austausch virtueller Eichbosonen beschrieben, wobei die elektromagnetischen Kräfte durch virtuelle Photonen, die starke Wechselwirkung durch Gluonen und die schwache Wechselwirkung durch Z^0 bzw. $W^\pm$ vermittelt werden. Elektronen und Positronen können sowohl über die schwache als auch über die elektromagnetische Kraft mit dem Proton wechselwirken. Erfolgt die Wechselwirkung durch den Austausch ungeladener Bosonen (γ, Z^0), so spricht man vom ungeladenen Strom (neutral current, NC). Der geladene Strom liegt vor, wenn die geladenen $W^\pm$-Bosonen ausgetauscht werden. In diesem Fall geht das Positron in ein Anti-Elektronneutrino ($\bar{\nu}_e$) über (Erhaltung der Ladung und Leptonzahl). Die Reaktionsgleichungen für beide Fälle lauten:

$$e^+ p \rightarrow e^+ X$$

$$e^+ p \rightarrow \bar{\nu}_e X,$$

wobei X für ein System aus Hadronen steht. Die Abbildung 3.1 zeigt zwei mögliche Feynman-Diagramme, in denen der neutrale bzw. der geladene Strom auftritt.

Für $q^2 \ll M_{Z^0}^2$ bzw. $q^2 \ll M_{W^\pm}^2$ ist der Austausch von Z^0- bzw. $W^\pm$-Bosonen wegen ihrer hohen Masse ($M_{Z^0} \approx 91$ GeV/c^2 und $M_{W^\pm} \approx 80$ GeV/c^2) stark unterdrückt, da die Masse der Eichbosonen im Nenner des Propagatorterms auftritt, weshalb die Photon-Proton Wechselwirkung dominiert. Da in dieser Analyse nur Viererimpulse auftreten, die klein gegenüber der Masse der Z^0- bzw. $W^\pm$-Bosons ist, wird nun die Photon-Proton-Wechselwirkung genauer betrachtet.

Entsprechend der Virtualität Q^2 des ausgetauschten Photons, kann man die Photon-Proton Wechselwirkung in zwei kinematische Bereiche aufteilen:

1. Bei einem sehr geringen Viererimpulsübertrag ($q^2 \approx 0$) ist das ausgetauschte Photon quasi reell, d.h. es befindet sich nahezu auf der Massenschale ("on shell"), wie es für reelle Teilchen der Fall ist. Man spricht daher in diesem Fall von Photoproduktionsereignissen.

2. Bei hohen Viererimpulsüberträgen ($Q^2 > 1$ (GeV/c)^2) und damit hohen Virtualitäten der Photonen, spricht man von tief unelastischer Streuung. Experimentell ist dieser Bereich durch den Nachweis des gestreuten Elektrons im Hauptteil des H1 Detektors definiert. Man beobachtet in diesem energetischen Bereich ein Skalenverhalten der Strukturfunktionen (s. Abschnitt 3.1).

Wie man an Gleichung 3.9 erkennt, nimmt der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt mit $1/Q^4$ ab. Aus diesem Grund ist der Wirkungsquerschnitt für Photoproduktion größer als der für tief unelastische Streuung.

3.3 Erzeugung schwerer Quarks

In e^+e^--Streuexperimenten werden schwere Quarks überwiegend bei der Annihilation zweier Leptonen erzeugt. Bei diesem Prozess entsteht ein virtuelles Photon bzw. ein Z^0-Boson, das an ein Quark-Antiquark-Paar koppeln kann. Bei HERA liefert die Boson-Gluon-Fusion (BGF) den größten Beitrag zur Produktion schwerer Quarks ([15] und [16]). Handelt es sich bei dem beteiligten Boson um ein Photon, so spricht man von Photon-Gluon-Fusion (PGF). Man unterscheidet hierbei direkte von aufgelösten (hadronischen) Prozessen. Im Fall des direkten Prozesses geht das Photon als punktförmiges Teilchen in die Wechselwirkung ein. Die in Abbildung 3.2 dargestellten

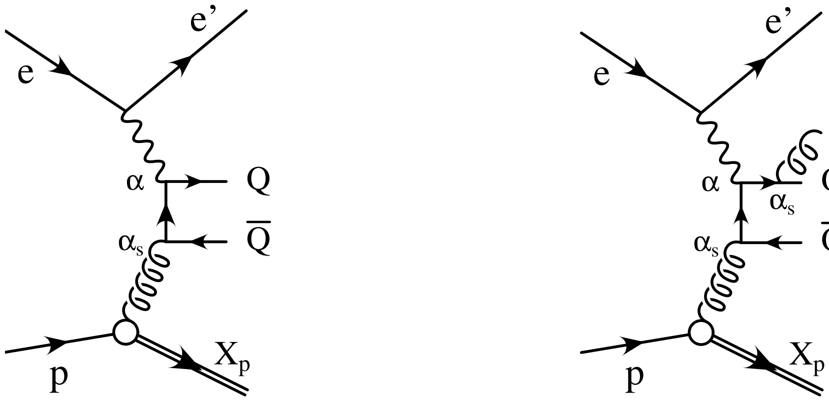


Abbildung 3.2: *Der direkte Prozess der PGF in führender (links) und nächstführender Ordnung (rechts).*

Feynman-Diagramme sollen diesen Sachverhalt veranschaulichen. Dargestellt ist der Prozess der PGF in führender Ordnung $\mathcal{O}(\alpha^2\alpha_s)$ (LO, leading order) und ein mögliches Diagramm in nächst höherer Ordnung (NLO, next to leading order), in der die Abstrahlung eines Gluons durch ein

Quark stattfindet. Wie man an Abbildung 3.2 erkennt, tritt bei dem Prozess der PGF ein virtuelles Quark auf. Dies hat zur Folge, dass mit zunehmender Quarkmasse der Wirkungsquerschnitt abnimmt, da die Masse des jeweiligen Quarks im Nenner des Propagatorterms auftritt. Dies ist ein Grund dafür, dass der Wirkungsquerschnitt für die Produktion von b-Quarks wesentlich geringer ist als der Wirkungsquerschnitt für c-Quarks. Ein weiterer Grund ist, dass die Ladung des Quarks quadratisch in den Ausdruck für den Wirkungsquerschnitt eingeht.

Ein Photon hat die Eigenschaft, mit endlicher Wahrscheinlichkeit in einen Quark-Antiquark-Zustand mit den gleichen Quantenzahlen zu fluktuieren. Geht das Photon in diesem Zustand in die Wechselwirkung ein, so spricht man von aufgelösten Prozessen. In Abbildung 3.3 sind drei mögliche Feynman-Diagramme in führender Ordnung $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ für den aufgelösten Prozess dargestellt. Der aufgelöste Prozess lässt sich nur in führender Ordnung vom direkten Prozess unterscheiden. In nächstführender Ordnung existiert ein Kontinuum von Feynman-Diagrammen, das beide Prozesse miteinander verbindet. Experimentell können direkte von indirekten Prozessen durch das Fehlen eines Photonrestes unterschieden werden. In Abbildung 3.3 wird dieser Photonrest (photon remnant) durch den Doppelstrich beim Photon-Gluon-Vertex angedeutet. Mit

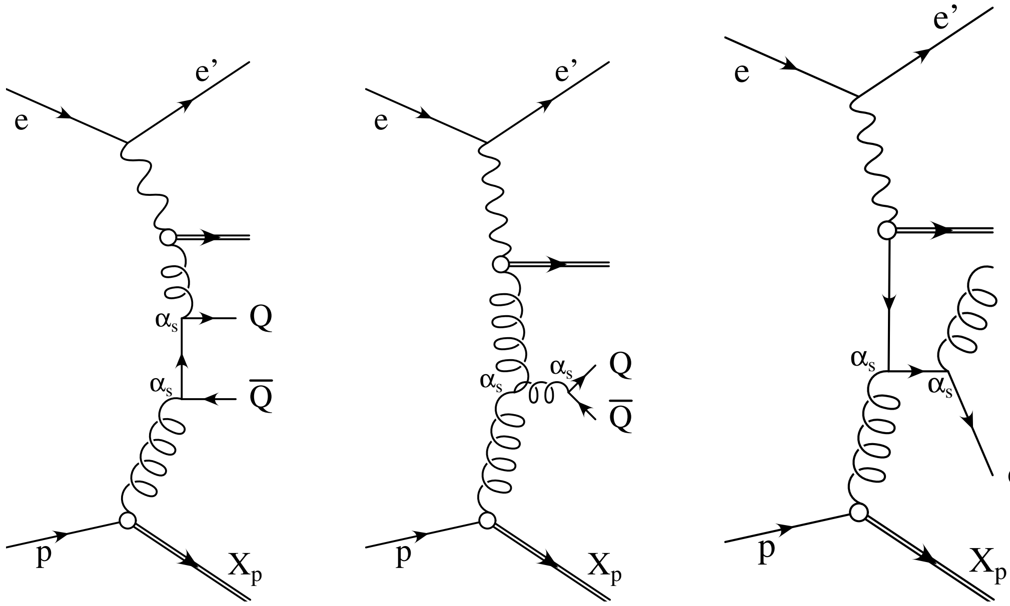


Abbildung 3.3: *Der aufgelöste Prozess der PGF. Gezeigt sind drei mögliche Feynman-Diagramme in führender Ordnung. Das rechte Feynman-Diagramm zeigt einen Prozess der Charm-Anregung im Photon.*

zunehmendem Q^2 nimmt die Rate der aufgelösten Prozesse ab, weshalb man in tief unelastischer Streuung hauptsächlich direkte Prozesse beobachtet.

Ein weiterer aufgelöster Prozess ist der Prozess der Charm-Anregung im Photon. In diesem Fall wechselwirkt ein c-Quark aus dem Photon mit einem Gluon aus dem Proton (s. Abbildung 3.3). Bei solchen Ereignissen treten zwei Jets auf, wobei jedoch nur einer der beiden Jets ein Hadron mit Charm-Inhalt enthält. Das $\bar{c}$-Quark befindet sich im Photonrest.

Zuletzt seien noch zwei weitere Prozesse erwähnt, in denen schwere Quarks erzeugt werden können. Bei dem diffraktiven Prozess fluktuiert das Photon in einen Vektormesonzustand und wechselwirkt als solches durch den Austausch eines Pomerons mit dem Proton. Von Charm- bzw. Beauty-Anregung spricht man, wenn das Photon mit einem c- bzw. b-Quark aus dem Proton wechselwirkt und es aus dem Proton herauslöst.

3.4 Fragmentation schwerer Quarks in Hadronen

Quarks treten in der Natur nicht einzeln als freie Teilchen auf. Vielmehr sind sie stets an andere Quarks gebunden und bilden farbneutrale Hadronen. Der Prozess, bei dem aus einem erzeugten Quark farbneutrale Hadronen entstehen, wird als Fragmentation bezeichnet. Die Fragmentation kann nicht störungstheoretisch im Rahmen der QCD berechnet werden, da bei den auftretenden Viererimpulsüberträgen die Störungsreihe nicht konvergiert, weil α_s zu groß ist. Aus diesem Grund werden empirische Modelle zur Beschreibung der Fragmentation eingesetzt. Eines dieser Modelle ist das Lund-String-Fragmentationsmodell.

Zur Beschreibung der Kräfte, die zwischen zwei Quarks wirken, kann das Potential

$$V(r) = -\frac{4 \cdot \alpha_s}{3 \cdot r} + \sigma \cdot r \tag{3.10}$$

angesetzt werden. Der Wert der Federkonstanten σ beträgt etwa 0.9 GeV/fm. Entfernen sich zwei Quarks voneinander, so wächst die potentielle Energie des Quarksystems stark an. Ab einer bestimmten Entfernung reicht die Energie aus, um ein Quark-Antiquark-Paar zu erzeugen. Leichte Quarks werden dabei bevorzugt. Das Produktionsverhältnis u:d:s:c ist stark abhängig von den angenommenen Quarkmassen und beträgt etwa 1:1:0.3:10^{-11}. Man bezeichnet den Faktor 0.3 als Strangeness-Unterdrückungs-Faktor.

3.5 Nachweis schwerer Quarks

Der Nachweis schwerer Quarks erfolgt indirekt durch den Nachweis der Hadronen, deren Bestandteil sie sind. In diesem Abschnitt wird erläutert, wie das Charm-Quark als Bestandteil des D^*-Vektormesons (Spin S=1) nachgewiesen wird. Bei dem D^*-Vektormeson handelt es sich um den ersten angeregten Zustand des D-Mesons. Das D-Meson hat als pseudoskalares Meson den Spin S=0 und die Parität P=−1. Der Quarkinhalt und weitere Eigenschaften sind in Tabelle 3.1 zusammenfassend dargestellt. Die D^*-Mesonen zerfallen über die starke Wechselwirkung und haben eine kurze Lebensdauer. In Abbildung 3.4 ist ein Feynman-Diagramm für den Zerfall eines D^{*+}-Meson in ein D^0-Meson und ein π^+ in dargestellt. Ebenfalls dargestellt

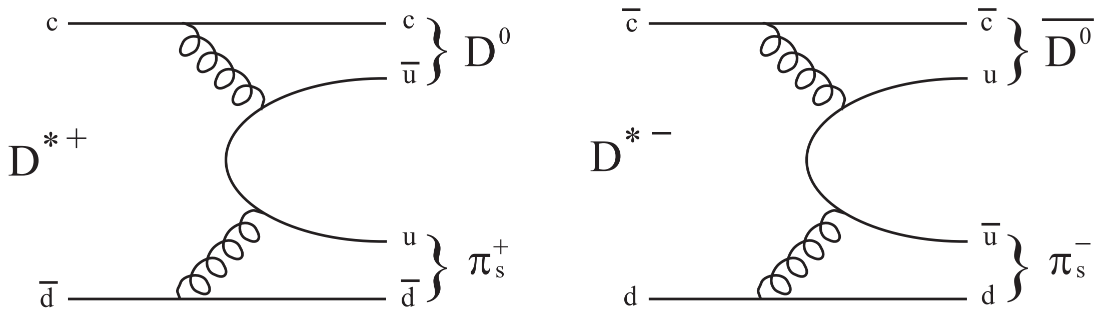


Abbildung 3.4: *Zerfall des D^*-Mesons über die starke Wechselwirkung.*

ist der ladungskonjugierte Zerfallskanal. Weitere Zerfallsmöglichkeiten und ihr Verzweigungsverhältnis kann man Tabelle 3.2 entnehmen. Hier wird nur der Fall, bei dem das D^*-Meson in ein D^0 bzw. $\bar{D}^0$ und ein Pion zerfällt, betrachtet. Das D^0-Meson kann, da es das leichteste ungeladene Meson mit Charminhalt ist, nur über die schwache Wechselwirkung zerfallen, was die relativ lange Lebensdauer erklärt. Das π^+ hat wegen der im Vergleich zur Pionmasse ($m_{\pi^\pm} = (139.57018 \pm 0.00035)$ MeV/c^2) geringen Massendifferenz zwischen dem D^{*+} und dem

Meson	Quarkinhalt	Ladung	Masse in MeV/c^2	Lebensdauer in s
$D^{\pm}$	$c\bar{d}$, $d\bar{c}$	± 1	1869.3 $\pm$ 0.5	(1.051 $\pm$ 0.013)$\cdot 10^{-12}$
D^0	$c\bar{u}$	0	1864.5 $\pm$ 0.5	(0.4126 $\pm$ 0.0028)$\cdot 10^{-12}$
$D^{*\pm}$	$c\bar{d}$, $d\bar{c}$	± 1	2010.0 $\pm$ 0.5	$\approx 10^{-23}$
D^{*0}	$c\bar{u}$	0	2006.7 $\pm$ 0.5	$\approx 10^{-23}$

Tabelle 3.1: *Eigenschaften der D/D*-Mesonen.*

D^{*+} Zerfallskanal	Verzweigungsverhältnis in %
$D^0\pi^+$	67.7 $\pm$ 0.5
$D^+\pi^0$	30.7 $\pm$ 0.5
$D^+\gamma$	1.6 $\pm$ 0.5

Tabelle 3.2: *Zerfallskanäle des D^{*+}-Mesons.*

D^0 von Δm= (145.436 $\pm$ 0.016) MeV/c^2 einen sehr geringen Impuls und wird daher als langsames Pion (slow pion, π_s^+) bezeichnet.

Bevor auf den in dieser Analyse verwendeten Zerfallskanal eingegangen wird, erfolgt zunächst wegen seiner großen Bedeutung eine Erläuterung des sogenannten goldenen Zerfallskanals. Alle in diesem Abschnitt angegebenen Zahlenwerte stammen aus [1].

3.5.1 Der goldene Zerfallskanal

Der Zerfallskanal

$$D^{*+} \rightarrow D^0\pi_s^+ \rightarrow (K^-\pi^+)\pi_s^+$$

wird als goldener Zerfallskanal bezeichnet, da sowohl das geladene Kaon mit seiner relativ hohen Lebensdauer als auch das geladene Pion eine deutliche Spur in der Driftkammer hinterlassen. Weiterhin ist der kombinatorische Untergrund im Vergleich zu anderen Zerfallskanälen kleiner, an denen mehr als zwei geladene Teilchen beteiligt sind. Der rein hadronische Zerfall des D^0-Mesons über die schwache Wechselwirkung, wobei das c-Quark unter Aussendung eines W^+-Bosons in ein s-Quark zerfällt, ist in Abbildung 3.5 dargestellt. Das Verzweigungsverhältnis für diesen Zerfall des D^0-Mesons beträgt BR($D^0 \rightarrow K^-\pi^+$) = (3.83 $\pm$ 0.09)%.

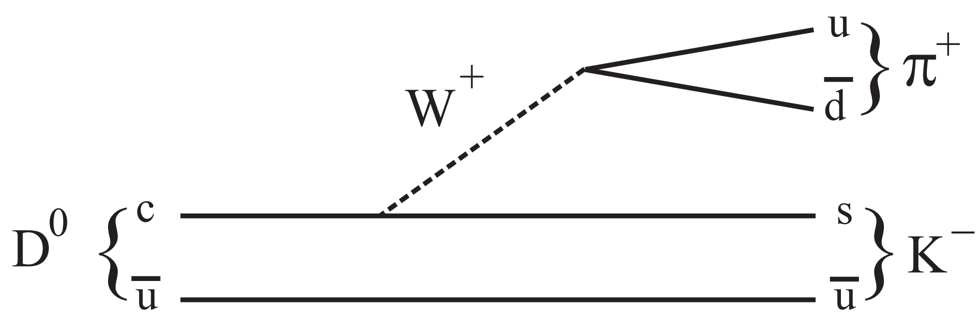


Abbildung 3.5: *Zerfall des D^0-Mesons in ein Kaon und ein Pion über die schwache Wechselwirkung.*

D^0-Zerfallskanal	Verzweigungsverhältnis in %
$K^*(892)^-\pi^+ \times \mathrm{BR}(K^{*-} \to \bar{K}^0\pi^-)$	4.0 ± 0.4
$\bar{K}^0\rho^0$	1.47 ± 0.29

Tabelle 3.3: *Zerfälle des D^0-Mesons mit den größten Verzweigungsverhältnissen.*

3.5.2 Der Zerfall $D^0 \to \bar{K}^0\pi\pi$

In dieser Analyse erfolgt die Rekonstruktion des D*-Mesons über einen weiteren möglichen Endzustand des D^0-Mesons, $\bar{K}^0\pi^+\pi^-$, mit einem gesamten Verzweigungsverhältnis von

$$\mathrm{BR}(D^0 \to \bar{K}^0\pi^+\pi^-) = (5.92 \pm 0.35)\%.$$

Dieser Endzustand kann über verschiedene Zerfälle erreicht werden, wobei diejenigen mit den größten Beiträgen in Tabelle 3.3 zusammengestellt sind. Die Zerfallswahrscheinlichkeiten für die verschiedenen Zerfallsmöglichkeiten überlagern sich kohärent, weshalb die Summe der einzelnen Verzweigungsverhältnisse aufgrund von Interferenzeffekten vom gesamten Verzweigungsverhältnis für den untersuchten Endzustand abweicht. In Abbildung 3.6 sind die beiden Feynman-

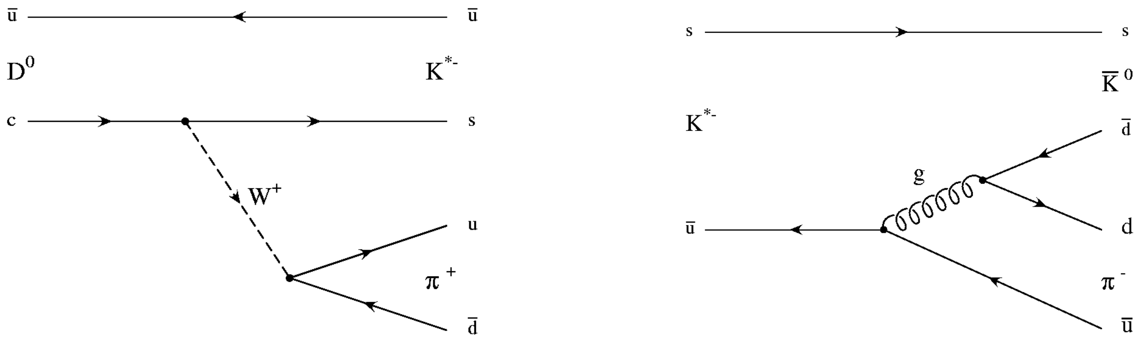


Abbildung 3.6: *Links: Zerfall des D^0-Mesons über die schwache Wechselwirkung. Rechts: Zerfall des $K^*(892)^-$-Mesons über die starke Wechselwirkung.*

Graphen, die zu dem Zerfallskanal gehören, bei dem ein $K^*(892)^-$-Meson als Zwischenzustand entsteht, dargestellt. Das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall, wie er in Abbildung 3.6 rechts dargestellt ist, beträgt 66.6%. In 33.3% der Fälle findet der Zerfall in $K^-\pi^0$ statt. Dies ist eine Folge der Isospin-Erhaltung in der starken Wechselwirkung. Der Isospin-Zustand des K^- und des K^{*-} lässt sich wie folgt schreiben: $|I \;\; I_3\rangle = |\frac{1}{2} \;\; -\frac{1}{2}\rangle$. Diesen Isospin-Zustand kann man mit Hilfe der Clebsch-Gordan Koeffizienten als Summe aus Produktzuständen zusammengesetzt aus Zuständen mit $I = 1$ und $I = \frac{1}{2}$ darstellen:

$$|\frac{1}{2} \;\; -\frac{1}{2}\rangle = \sqrt{\frac{1}{3}}\,|1 \;\; 0\rangle|\frac{1}{2} \;\; -\frac{1}{2}\rangle - \sqrt{\frac{2}{3}}\,|1 \;\; -1\rangle|\frac{1}{2} \;\; \frac{1}{2}\rangle,$$

wobei der Zustand $|1 \;\; 0\rangle$ dem π^0, $|1 \;\; -1\rangle$ dem π^- und $|\frac{1}{2} \;\; \frac{1}{2}\rangle$ dem $\bar{K}^0$ entspricht. Die dritte Komponente des Isospins I_3 steht über die Gell-Mann-Nishijima Formel

$$Q = I_3 + \frac{1}{2}(B + S)$$

mit der Ladung Q, der Baryonenzahl B und der Strangeness S (das s-Quark hat konventionsgemäß die Strangeness -1) in Beziehung. Quadriert man die angegebenen Clebsch-Gordan Koeffizienten, so erhält man direkt die oben stehenden Verzweigungsverhältnisse für den Zerfall des K^{*-}. Die Eigenschaften des K^0-Mesons sind Thema des nächsten Abschnitts.

	Lebensdauer τ in s	$c\tau$ in cm	wichtige hadronische Zerfallskanäle
K_S^0	$0.8935 \pm 0.0008 \cdot 10^{-10}$	2.6786	$\pi^+\pi^-$ (68.6%),$2\pi^0$ (31.4%)
K_L^0	$5.17 \pm 0.04 \cdot 10^{-8}$	1551	$\pi^+\pi^-\pi^0$ (12.6%),$3\pi^0$ (21%)

Tabelle 3.4: *Eigenschaften der Mesonen K_S^0 und K_L^0 und die hadronischen Zerfallskanäle mit den größten Beiträgen.*

3.5.2.1 Das K^0-Meson

Die K^0-Mesonen entstehen als Eigenzustände der Strangeness. Sie zerfallen jedoch als Mischzustände aus den CP-Eigenzuständen

$$|K_1\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle\right) \quad \text{mit} \quad \text{CP=+1}$$

und

$$|K_2\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle\right) \quad \text{mit} \quad \text{CP=}-1,$$

die als $|K_S^0\rangle$ und $|K_L^0\rangle$ bezeichnet werden:

$$|K_S^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}}\left(|K_1\rangle + \epsilon|K_2\rangle\right)$$

$$|K_L^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}}\left(|K_2\rangle + \epsilon|K_1\rangle\right)$$

Der Parameter ϵ beschreibt die CP-Verletzung. Sein Betrag ist von der Größenordnung 10^{-3}, was zeigt, dass die CP-Verletzung im Gegensatz zur Paritätsverletzung und C-Paritätsverletzung ein kleiner Effekt ist. Die Lebensdauer des K_S^0 ist wesentlich kürzer als die des K_L^0 (s. Tabelle 3.4), da der Zerfall in zwei geladene Pionen eine größere Übergangsrate besitzt, da diese proportional zum Phasenraumvolumen ist. Während das K_L^0 wegen seiner hohen Lebensdauer bis zum hadronischen Kalorimeter des H1-Detektor vordringt und dort nur als neutrales Meson über seine Energiedeposition nachgewiesen werden kann, besteht eine hohe Wahrscheinlichkeit, dass das K_S^0 noch innerhalb der Spurkammer zerfällt und so eine deutliche Signatur in Form zweier geladener Pionen, deren Spuren ein "V" bilden, hinterlässt. Die mittlere Reichweite s, d.h. die Strecke, die das Kaon während seiner mittleren Lebensdauer zurücklegt, ist durch folgenden Ausdruck gegeben:

$$s = \gamma\tau c\beta = \frac{E}{m_0c^2}\tau c\frac{pc}{E} = \tau c\frac{pc}{m_0c^2}. \tag{3.11}$$

Im Ruhesystem des zerfallenen K_s^0-Mesons besitzen die Pionen eine Energie von

$$E^* = \frac{m_{K_s^0}c^2}{2} = 0.249 \;\; \text{GeV} \tag{3.12}$$

und damit einen Impuls von

$$p^*c = \sqrt{\frac{m_{K_s^0}^2c^4}{4} - m_\pi^2c^4} = 0.206 \;\; \text{GeV}. \tag{3.13}$$

Insgesamt ergibt sich für den Zerfallskanal, über den in dieser Analyse die Rekonstruktion des D^*-Mesons erfolgt, das folgende Verzweigungsverhältnis:

$$\text{BR}(D^{*+} \to D^0\,\pi_s^+) \cdot \text{BR}(D^0 \to K_S^0\,\pi^+\pi^-) \cdot \text{BR}(K_S^0 \to \pi^+\pi^-) = (1.37 \;\pm\; 0.08)\%.$$

3.5.3 Δm-Methode

Zum Nachweis der D^*-Mesonen ordnet man den Spuren eines Ereignisses die Massen der Zerfallsteilchen des untersuchten Zerfallskanals zu, bestimmt die Vierervektoren mit Hilfe der gemessenen Impulse und dann die invariante Masse aus der Summe aller Vierervektoren, wobei man nur richtige Ladungskombinationen wählt. Dies erfolgt für alle Kombinationsmöglichkeiten der Teilchen eines Ereignisses. Bei diesem Verfahren erhält man jedoch einen hohen kombinatorischen Untergrund und man kann im Fall der D^*-Mesonen nicht erwarten, ein deutliches Signal zu erhalten. Man rekonstruiert daher sowohl die D^0- als auch die D^*-Mesonen und betrachtet die Differenz der invarianten Massen

$$\Delta m = m_{K_S^0\pi\pi\pi_s} - m_{K_S^0\pi\pi}. \tag{3.14}$$

Man erwartet ein Signal bei 145.44 MeV/c^2. Das Signal-zu-Untergrund Verhältnis ist in diesem Fall wesentlich günstiger, da der Phasenraum, der für den kombinatorischen Untergrund zur Verfügung steht, wesentlich geringer ist. Bei dieser Methode wird demnach die charakteristische Signatur ausgenutzt, die das langsame Pion aus dem Zerfall des D^*-Mesons aufweist, um c-Quarks nachzuweisen (charm tagging).

3.6 Monte-Carlo-Simulation

Zum Vergleich von Theorie und Experiment und zur Bestimmung von Akzeptanzen und Effizienzen werden Monte-Carlo-Simulationen eingesetzt. Die Erzeugung von Monte-Carlo-Ereignissen erfolgt in drei Schritten:

1. Generierung
Die Generierung von Photoproduktionsereignissen und Ereignissen der tief unelastischen Streuung erfolgte mit dem Ereignisgenerator PYTHIA [17]. Mit PYTHIA wird die γp-Wechselwirkung in führender Ordnung simuliert. Es können direkte und auch aufgelöste Prozesse betrachtet werden. Zur Beschreibung der Partondichtefunktion im Proton wurde die Parametrisierung CTEQ 5L [18] verwendet. Bei gegebener Partondichtefunktion reduziert sich die γp-Wechselwirkung zu einer Wechselwirkung zwischen dem Photon und einem Parton aus dem Proton. PYTHIA berücksichtigt bei direkten Prozessen nur die PGF in führender Ordnung. Zur Beschreibung der Struktur des Photons wurde die Parametrisierung GRV-G LO gewählt. Die Wechselwirkung findet im Fall von aufgelösten Prozessen zwischen einem Parton aus dem Photon und einem Parton aus dem Proton statt. PYTHIA berücksichtigt hierbei die Wechselwirkung zwischen zwei Gluonen ($gg \to c\bar{c}$) oder zwei Quarks ($q\bar{q} \to c\bar{c}$) in führender Ordnung. Prozesse höherer Ordnung werden durch das sogenannte Parton-Schauer-Modell einbezogen, das die Abstrahlung von Gluonen im Anfangs- und im Endzustand beschreibt.

Der Vorgang der Fragmentation der erzeugten schweren Quarks zu Hadronen wird durch das Programm JETSET [17] simuliert. Anwendung fand hier das Peterson-Fragmentations-Modell [19].

2. Detektorsimulation
Mit Hilfe des Programms H1SIM [20] kann das Verhalten des H1-Detektors simuliert werden. Als Ausgangsgrößen gehen die Vierervektoren der generierten Teilchen, die Teilchensorte, ihr Entstehungsort und gegebenenfalls ihr Zerfallsort in die Berechnungen ein. Auf der Basis von Informationen über die Lebendauer und die Zerfallsmodi der beteiligten Teilchen, werden weiterhin Teilchenzerfälle simuliert.

physikalischer Prozess	integrierte Luminosität $\mathcal{L}$ in pb^{-1}	Ereignisse
Photoproduktion (direkt)	218.72	1385530
Photoproduktion (hadronisch)	1306.91	1107625
Photoproduktion (Charm-Anregung)	27.92	111540
Tief unelastische Streuung (PYTHIA)	171.99	553552
Tief unelastische Streuung (AROMA)	739.72	422962

Tabelle 3.5: *Zusammenstellung der in dieser Analyse verwendeten Monte-Carlo-Datensätze.*

3. Rekonstruktion
Im Anschluss an die Detektorsimulation findet die Rekonstruktion der Ereignisse mit dem Programm H1REC statt. Die Monte-Carlo-Daten liegen nach Ablauf des Programms im DST-Format vor und können so für die Analyse verwendet werden.

3.6.1 Monte-Carlo-Datensätze

In Tabelle 3.5 sind die Monte-Carlo-Datensätze aufgeführt, die in dieser Analyse verwendet werden. Angegeben sind die integrierten Luminositäten und die Anzahl der generierten Ereignisse. Zum Einsatz kam die Version 32000 des Programms H1SIM und die Version 90707 des Programms H1REC.

Für den Vergleich der gemessenen Wirkungsquerschnitte mit theoretischen Vorhersagen steht im Fall der tief unelastischen Streuung ein mit AROMA generierter MC-Datensatz zur Verfügung. Für die Bestimmung von Effizienzen eignet sich dieser jedoch nicht, da er nur Ereignisse enthält, in denen das D^*-Meson über den goldenen Zerfallskanal zerfällt.

Kapitel 4

D^*-Rekonstruktion

In diesem Kapitel wird erläutert, wie D^*-Mesonen über den Zerfall

$$D^{*+} \to D^0 \pi_s^+ \to K_S^0 \, \pi^+ \pi^- \pi_s^+$$

rekonstruiert werden und welche Selektionskriterien angewandt werden, um das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis zu verbessern. Wesentlich ist hierbei die Rekonstruktion der K_S^0-Mesonen, weshalb dieses Thema ausführlich diskutiert wird. Im Anschluss daran wird das weitere Vorgehen zur Rekonstruktion der D^*-Mesonen erläutert und das D^*-Signal diskutiert. Weiterhin wird gezeigt, wie die Anzahl der D^*-Mesonen durch die Anpassung einer Funktion an die Δm-Verteilung ermittelt wird. Zunächst wird jedoch darauf eingegangen, welche Daten in dieser Arbeit verwendet werden.

4.1 Datenselektion

Dieser Analyse liegen die Daten zugrunde, die in den Jahren 1999 und 2000 mit dem H1 Detektor aufgenommen wurden. Es werden nur die Runs berücksichtigt, in denen HERA mit einem Positronen- und einem Protonenstrahl betrieben wurde, kein verschobener nomineller Wechselwirkungspunkt vorlag und normale Triggerbedingungen herrschten. Als Run wird der Zeitraum ununterbrochener Datennahme unter gleichen Bedingungen bezeichnet. Weiterhin wird gefordert, dass die in dieser Analyse verwendeten Detektorkomponenten auch betriebsbereit waren. Dies sind die beiden zentralen Driftkammern (CJC1/CJC2), die rückwärtige Driftkammer (BDC), die beiden zentralen Proportionalkammern (CIP/COP), die beiden z-Kammern (CIZ/COZ), das Flüssig-Argon-Kalorimeter, das rückwärtige Kalorimeter, das Luminositäts-System und das Flugzeit-System (TOF). Diesem Datensatz entsprechen die in Tabelle 4.1 angegebenen integrierten Luminositäten $\mathcal{L}$. Die Messung der Luminosität ist mit einem relativen Fehler von $\pm$ 1.5 % behaftet [13].

Jahr der Datennahme	Integrierte Luminosität $\mathcal{L}$ in pb^{-1}
1999	14.0
2000	47.3
Σ	61.3

Tabelle 4.1: *Integrierte Luminositäten für die Jahre 1999 und 2000.*

Schnittkriterium	Wert
maximaler Betrag der Pseudorapidität des V^0-Teilchens	1.8
minimaler radialer Abstand des Zerfallsvertex vom primären Vertex	1 cm
minimale Spurlänge der Pionkandidaten	12 cm
minimaler Impuls der Pionkandidaten transversal zur z-Achse (p_t)	0.2 GeV/c
maximales χ^2	6.0
minimaler Impuls transversal zur Flugrichtung des V^0-Teilchens ($p_\perp$)	0.12 GeV/c
minimales Δd_{ca} der Pionkandidaten	$(0.2 + 2 \cdot \exp\left[-p_t(V^0)/(1\ \mathrm{GeV/c})\right])$cm

Tabelle 4.2: K_S^0-*Selektionskriterien.*

4.2 K_S^0-Selektion

Zur Rekonstruktion der D^*-Mesonen wird ein Ereignis zunächst nach K_S^0-Kandidaten durchsucht. Hierzu wird untersucht, ob die vom Rekonstruktionsprogramm gefundenen V^0-Teilchen die in Tabelle 4.2 angegebenen Bedingungen erfüllen. Die Abbildung 4.1 zeigt die Verteilung der

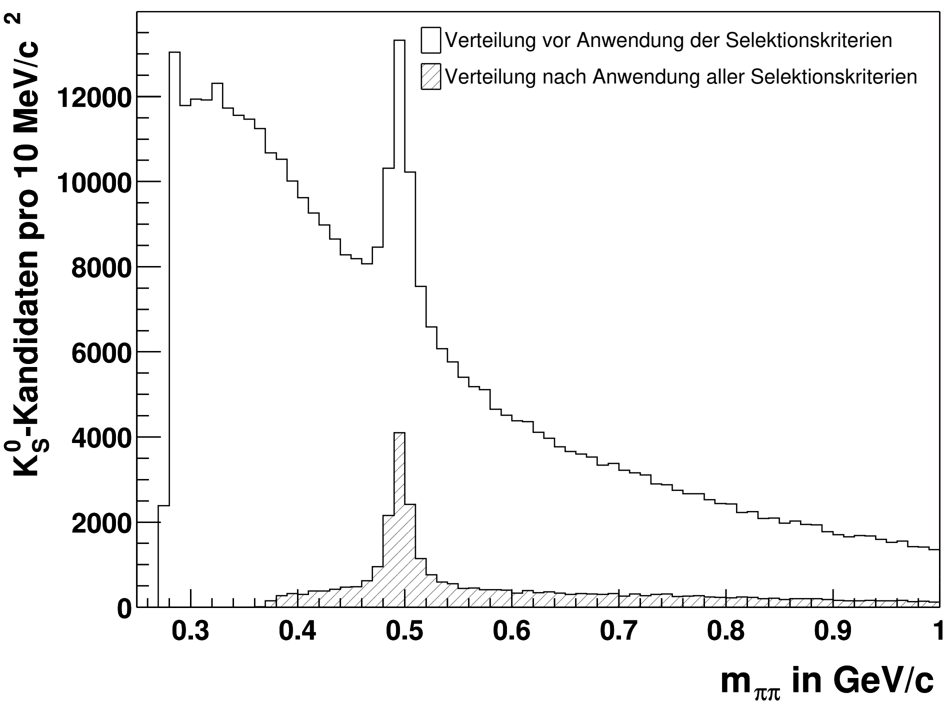


Abbildung 4.1: K_S^0-*Kandidaten vor und nach Anwendung der Selektionskriterien.*

invarianten Masse der vom Rekonstruktionsprogramm gefundenen V^0-Teilchen, die sich ergibt, wenn man den Tochterteilchen die Pionmasse zuordnet. Dargestellt ist auch die Verteilung, die sich nach der Anwendung aller Selektionskriterien ergibt. Untersucht wurden etwa 500000 Ereignisse aus dem Jahr 1999. Insgesamt wurden vom Rekonstruktionsprogramm 466000 V^0-Teilchen gefunden, von denen 36000 Teilchen die Selektionskriterien erfüllen. Diese Selektionskriterien werden im Folgenden erläutert.

Zunächst wird durch den Schnitt auf den maximalen Betrag der Pseudorapidität gefordert, dass das K_S^0-Meson in einem Akzeptanzbereich der zentralen Driftkammern liegt, in dem die Rekon-

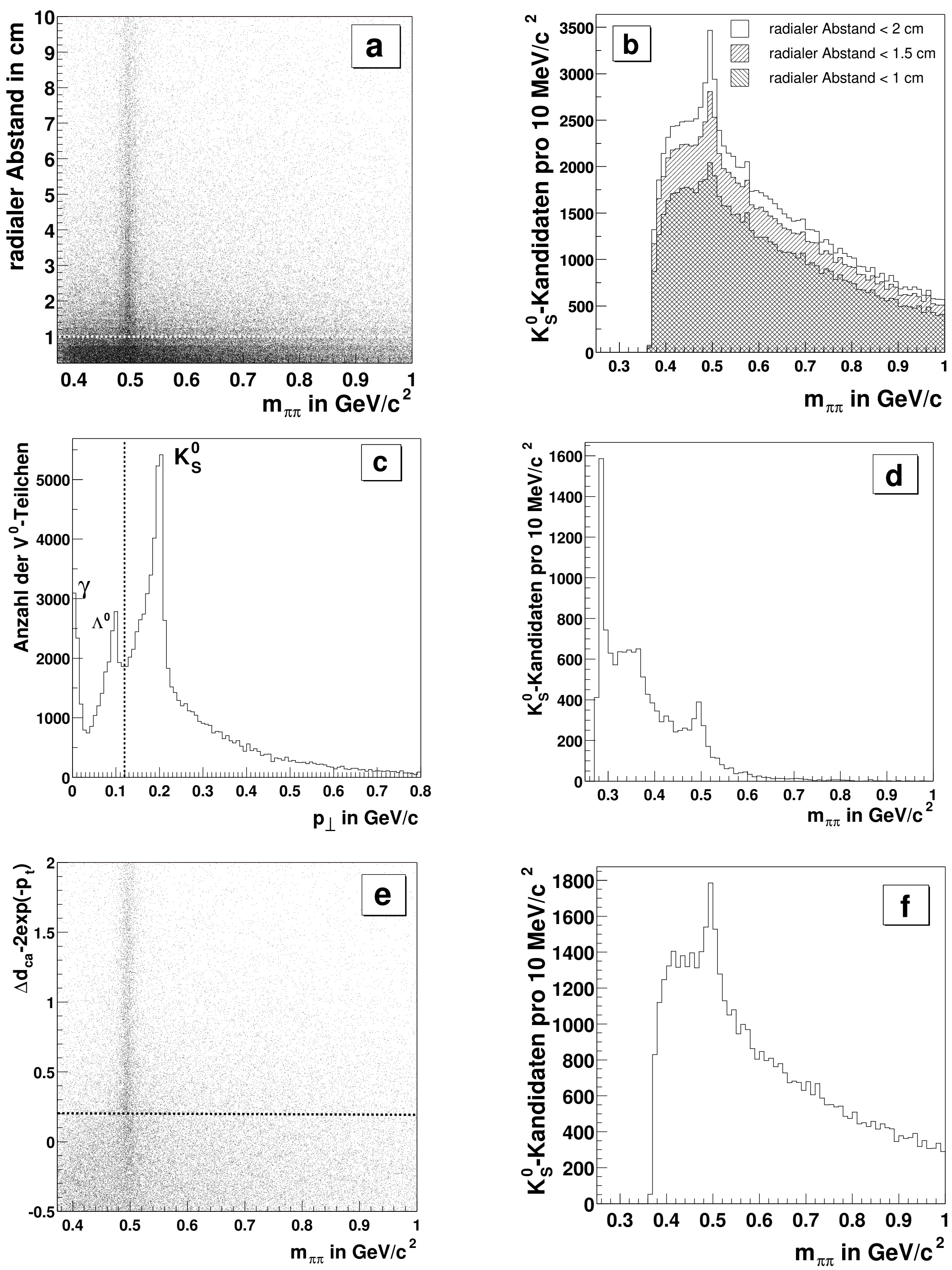


Abbildung 4.2: *Histogramme zur Erläuterung der angewandten K_S^0-Selektionskriterien. Untersucht wurden 500000 Ereignisse aus dem Jahr 1999, wobei die in Tabelle 4.2 angegebenen Kriterien gefordert wurden.* ***(a)*** *invariante Masse gegen radiale Zerfallslänge (kein Δd_{ca}-Schnitt)* ***(b)*** *verworfene K_S^0-Kandidaten (Schnitt auf radiale Zerfallslänge, kein Δd_{ca}-Schnitt)* ***(c)*** *$p_\perp$-Verteilung* ***(d)*** *verworfene K_S^0-Kandidaten (Schnitt auf $p_\perp$ bei 0.12 GeV/c)* ***(e)*** *invariante Masse gegen $\Delta d_{ca} - 2\exp(-p_t)$* ***(f)*** *verworfene K_S^0-Kandidaten (Δd_{ca}-Schnitt).*

struktionseffizienz der K_S^0-Mesonen ausreichend hoch ist und in dem es nicht durch Randeffekte zu starken Fluktuationen kommt. Weiterhin wird gefordert, dass das χ^2 aus der Anpassung der beiden Spuren an einen sekundären Vertex geringer als 6.0 ist. Bei zwei Freiheitsgraden gehen hierdurch etwa 5% der K_S^0-Mesonen verloren. Andererseits werden falsche Hypothesen, die sich bei hohen χ^2 häufen, verworfen. Bei dem Untergrund handelt es sich um kombinatorischen Untergrund, der dadurch entsteht, dass zwei entgegengesetzt geladene Spuren zufällig die Kriterien erfüllen, um als Töchter eines V^0-Teilchen identifiziert zu werden. Besonders bei kleinen Zerfallslängen treten diese zufälligen Kombinationen häufig auf, da nahezu alle Spuren eines Ereignisses ihren Ursprung beim primären Vertex haben. Dies wird an Abbildung 4.2a deutlich, in der die invariante Masse der beiden Tochterteilchen gegen den radialen Abstand des primären Vertex vom Zerfallsvertex des V^0-Teilchens aufgetragen wurde. Man erkennt deutlich den hohen Untergrund in der Nähe des primären Vertex. Aus diesem Grunde wird gefordert, dass der radiale Abstand des sekundären Vertex mindestens 1 cm beträgt. In Abbildung 4.2b ist dargestellt, welche V^0-Teilchen dieses Schnittkriterium nicht erfüllen. Man erkennt, dass überwiegend Untergrund unterdrückt wird, aber dass Forderungen nach größeren radialen Abständen zur Folge haben, dass auch ein wesentlicher Beitrag zum Signal verloren geht. Der Schnitt wird daher möglichst niedrig angesetzt. Zufällige Kombinationen können weiterhin durch Bedingungen an die minimale radiale Spurlänge und den minimalen Transversalimpuls der Tochterteilchen relativ zur Protonflugrichtung p_t unterdrückt werden, da durch diese Schnitte sichergestellt wird, dass nur Spuren mit ausreichender Qualität verwendet werden. Durch höhere Anforderungen an diese Größen könnte das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis weiter verbessert werden. Dies ist in dieser Analyse jedoch nicht sinnvoll, da dies die zur Verfügung stehende Datenmenge weiter verringerte und da andere, wesentlich effektivere Schnitte möglich sind, bei denen die charakteristische Kinematik des K_S^0-Zerfalls ausgenutzt wird:

- **$p_\perp$-Schnitt**
  Mit $p_\perp$ wird der Impuls der Tochterteilchen transversal zur V^0-Flugrichtung bezeichnet (s. Abbildung 4.3). Dieser Schnitt dient dazu, den Untergrund zu unterdrücken, der durch Λ^0-Zerfälle hervorgerufen wird. Zerfällt ein Λ^0-Baryon in ein Proton und ein Pion, so beträgt der Impuls der Teilchen in ihrem Ruhesystem:

$$p^* = \sqrt{E_p^2 - m_p^2 c^4} = \sqrt{E_\pi^2 - m_\pi^2 c^4} = 0.1006 \ \ \mathrm{GeV/c} \tag{4.1}$$

mit

$$E_p = \frac{m_\Lambda^2 c^4 + m_p^2 c^4 - m_\pi^2 c^4}{2 m_\Lambda c^2} \tag{4.2}$$

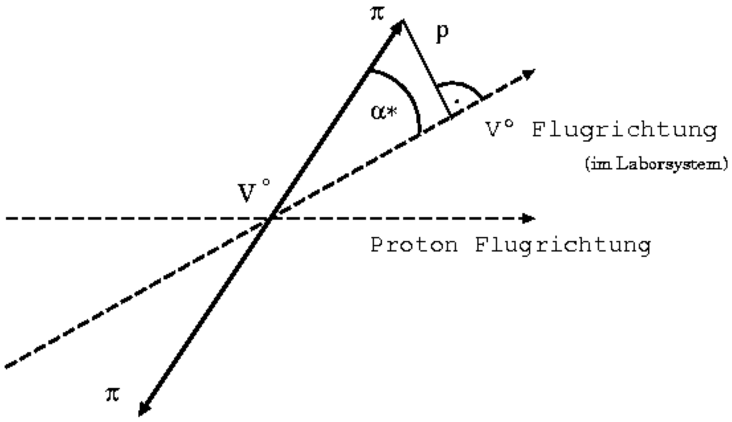
und

$$E_\pi = \frac{m_\Lambda^2 c^4 - m_p^2 c^4 + m_\pi^2 c^4}{2 m_\Lambda c^2} \tag{4.3}$$

Der Impuls transversal zur Bewegungsrichtung des zerfallenden Baryons ($p_\perp$) kann demnach maximal 0.1006 GeV/c betragen, da diese Größe invariant gegenüber einem Lorentz-Boost in Flugrichtung des zerfallenen Teilchens ist. Abbildung 4.2c zeigt die $p_\perp$-Verteilung. Das deutliche Signal bei ca. 0.1 GeV/c rührt von Λ^0-Zerfällen her. Die V^0-Teilchen, die die Forderung $p_\perp > 0.12$ GeV/c nicht erfüllen, sind in Abbildung 4.2d dargestellt. Man erkennt, dass nur ein sehr geringer Anteil des K_S^0-Signals verloren geht.

Die hier beschriebene Bedingung an den minimalen Transversalimpuls relativ zur V^0-Flugrichtung führt auch zu einer Unterdrückung des Untergrundes durch Photonkonversion

$$\gamma \to e^+ e^- .$$



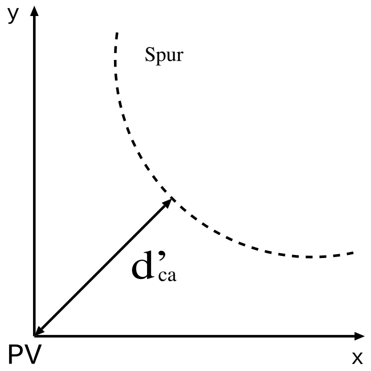


Abbildung 4.3: *Definition der Größen $p_\perp$, α^* und d'_{ca}. Die linke Abbildung zeigt das Schwerpunktssystem der beiden Tochterteilchen, in dem die Größen $p_\perp$ und α^* definiert sind. Die rechte Abbildung dient zur Erläuterung der Größe d'_{ca}. PV steht hier für primärer Vertex.*

Die beiden Elektronen aus dieser Reaktion weisen einen niedrigen Transversalimpuls relativ zur Photonflugrichtung auf. Dies führt zu einem Anstieg in der $p_\perp$-Verteilung bei kleinen Werten.

$p_\perp$ hängt über folgenden Ausdruck mit dem Winkel α^*, den die Pionimpulse im Schwerpunktssystem mit der Flugrichtung des zerfallenden V^0-Teilchen einschließen, zusammen:

$$\cos\alpha^* = \sqrt{1 - \left(\frac{p_\perp}{p^*}\right)^2} \tag{4.4}$$

Mit $p^* = 0.206$ GeV/c im Falle der K_S^0 (s. Abbildung 4.2c) und $p_\perp = 0.12$ GeV/c erhält man $\cos\alpha^* = 0.81$. Was die Wirkung auf wahre K_S^0-Mesonen angeht, ist ein Schnitt auf den Winkel α^* nahezu äquivalent zu dem Schnitt auf die Größe $p_\perp$. Da die Zerfallswinkelverteilung isotrop ist, denn das K_S^0 ist ein spinloses Teilchen, kann aufgrund dieser Äquivalenz leicht der Verlust an wahren K_S^0-Mesonen abgeschätzt werden. Er beträgt hier 19%. Zur Unterdrückung des Untergrundes ist der Schnitt auf die Größe $p_\perp$ jedoch wesentlich besser geeignet. Dies wird an Abbildung 4.2c besonders gut deutlich, da man direkt erkennt, dass Λ^0-Zerfälle praktisch ausgeschlossen werden.

Da $\cos\alpha^*$ und $p_\perp$ nur über die invariante Masse miteinander zusammenhängen, wie man an den Gleichungen 3.13 und 4.4 erkennt, bedeutet ein Schnitt auf beide Größen gleichzeitig einen Schnitt auf die invariante Masse. Es wird daher nur eine der beiden Größen verwendet.

Auch die zusätzliche Forderung eines maximalen Transversalimpulses $p_\perp$ käme einem Schnitt auf die invariante Masse des V^0-Teilchens gleich und wird daher nicht vorgenommen.

- **Δd_{ca}-Schnitt**
  Eine der fünf Größen, mit denen Spuren parametrisiert werden, ist das d'_{ca}. d'_{ca} gibt den minimalen Abstand der Spur vom primären Vertex in der $r-\phi$-Ebene an (s. Abbildung 4.3 rechts) und ist vorzeichenbehaftet. Das positive Vorzeichen gilt, wenn die Spur rechts vom primären Vertex liegt. Liegt sie links, so gilt das negative Vorzeichen. Mit Δd_{ca} wird hier die Differenz zwischen den d'_{ca}-Werten der beiden Spuren der V^0-Tochterteilchen bezeichnet. Mit einem Schnitt auf diese Größe ist man in der Lage, das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis zu verbessern, da man Spuren, die vom primären Vertex stammen, unterdrückt. Um die

Wirksamkeit dieses Schnittes zu erläutern, wurde in Abbildung 4.2e die invariante Masse der beiden Tochterteilchen gegen

$$\Delta d_{ca} - 2 \cdot \exp\left[-p_t(K_S^0)/(1\ \mathrm{GeV/c})\right] \cdot 1\ \mathrm{cm}$$

aufgetragen. Man erkennt deutlich eine Häufung von Untergrundereignissen in der Region, die durch den Δd_{ca}-Schnitt ausgeschlossen wird, was auch an Abbildung 4.2f deutlich wird. Dort sind die V^0-Teilchen gezeigt, die durch den angegebenen Schnitt wegfallen, nachdem sie alle anderen Selektionskriterien erfüllten.

Die Äbhängigkeit dieses Schnittes vom Transversalimpuls der beiden Tochterteilchen wird eingeführt, da Spuren mit hohem p_t zu kleinen d'_{ca} tendieren.

Der Δd_{ca}-Schnitt hat auch Auswirkungen auf die Verteilung des radialen Abstandes des primären vom sekundären Vertex, da die Zerfallslänge eines Teilchens über seine Lebensdauer mit dem Transversalimpuls zusammenhängt. Dies wird auch an Abbildung 4.4a deutlich, in der die radiale Zerfallslänge gegen die invariante Masse aufgetragen wurde, wobei nur K_S^0-Kandidaten verwendet wurden, die den Δd_{ca}-Schnitt erfüllen. Im Vergleich zu Abbildung 4.2a erkennt man, dass es erst durch den Δd_{ca}-Schnitt möglich wird, den Schnitt auf den radialen Abstand des Zerfallsvertex so niedrig anzusetzen, da durch ihn ein großer Teil des kombinatorischen Untergrundes unterdrückt wird. An Abbildung 4.4b erkennt man, dass der Schnitt auf die radiale Zerfallslänge trotzdem noch seine Bedeutung hat, da durch ihn weiterhin Untergrund unterdrückt wird.

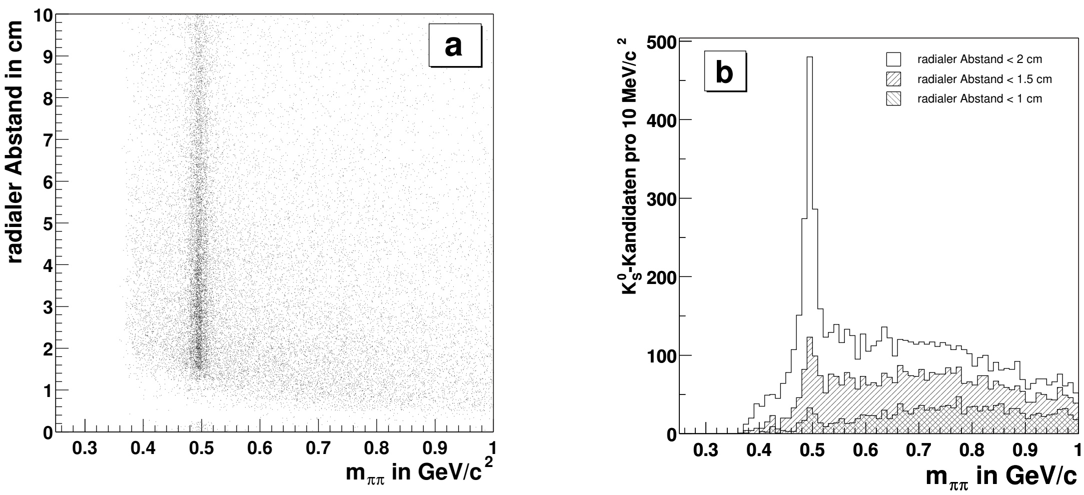


Abbildung 4.4: *Auswirkung des Δd_{ca}-Schnitts auf die radiale Zerfallslänge.* ***(a)*** *invariante Masse gegen radiale Zerfallslänge (nach Schnitt auf Δd_{ca})* ***(b)*** *verworfene K_S^0-Kandidaten (verschiedene Schnitte auf die radiale Zerfallslänge).*

Bei Anwendung aller Selektionskriterien, die in Tabelle 4.2 angegeben sind, ergibt sich das in Abbildung 4.1 dargestellte Signal.

Es wurde gezeigt, dass die hier beschriebenen K_S^0-Selektionskriterien dazu geeignet sind, das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis zu verbessern und dass sie sich gegenseitig ergänzen. Es sind noch weitere Schnitte denkbar, die hier aber nicht angewandt wurden, da sie keine erwähnenswerte Verbesserung des Signals zur Folge hätten. Es wurde z.B. ein Schnitt auf den topologischen Winkel, der in [21] definiert ist, untersucht.

Alle selektierten K_S^0-Kandidaten werden zur Rekonstruktion von D^*-Mesonen verwendet, wenn

Selektionskriterium	Wert
maximales $\|m_{\pi\pi} - m_{K^0}\|$	0.025 GeV/c^2
minimaler Transversalimpuls der Pion-Kandidaten	0.5 GeV/c
minimale Spurlänge der Pion-Kandidaten	15 cm
minimaler Transversalimpuls des π_s	0.15 GeV/c
minimale Spurlänge des π_s	10 cm
maximaler Startradius der Spuren	50 cm
maximales $\|m_{K^0_S\pi\pi} - m_{D^0}\|$	0.06 GeV/c^2

Tabelle 4.3: *D^*-Selektionskriterien.*

ihre invariante Masse innerhalb eines bestimmten Massenfensters um die nominelle K^0_S-Masse herum liegen.

4.3 D^*-Rekonstruktion

Erfüllt ein V^0-Teilchen die im vorherigen Abschnitt angegebenen Kriterien und liegt es innerhalb des definierten Massenfensters (s. Tabelle 4.3), so wird ihm die nominelle K^0_S-Masse zugeordnet. Im nächsten Schritt erfolgt dann die Kombination des gefundenen K^0_S-Kandidaten mit zwei Pionkandidaten unterschiedlicher Ladung, um ein D^0-Meson zu rekonstruieren. Anschließend werden diese D^0-Kandidaten mit einem π_s-Kandidaten kombiniert, wodurch man D^*-Kandidaten erhält. Als Pionkandidaten werden alle an den primären Vertex angepassten Spuren angesehen, wobei jedoch solche Pionkandidaten verworfen werden, zu denen auch eine weitere Hypothese existiert, die bereits für die Rekonstruktion des K^0_S-Kandidaten verwendet wurde. Weiterhin werden nur zentrale Spuren verwendet. Konnten einer Spur CST-Treffer zugeordnet werden, so wurden diese bei der Rekonstruktion zur Verbesserung der Spurparameter berücksichtigt. Eine Teilchenidentifizierung über den mittleren Energieverlust pro zurückgelegter Strecke dE/dx wird nicht vorgenommen.

Die in Tabelle 4.3 angegebenen Selektionskriterien dienen der Verbesserung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses. Es sind Kriterien, die eine ausreichende Qualität der Spuren sicherstellen und die fordern, dass die D^0- bzw. die K^0_S-Masse innerhalb der angegebenen Massenfenster liegt. Für den sichtbaren Bereich

$$p_t(D^*) > 2.5 \text{ GeV/c} \quad \text{und} \quad |\eta(D^*)| \; < \; 1.5$$

ergibt sich damit die in Abbildung 4.5 gezeigte Verteilung der Massendifferenz

$$\Delta m = m_{K^0_S\pi\pi\pi_s} - m_{K^0_S\pi\pi} \; .$$

Die Anzahl der D^*-Mesonen wird ermittelt, indem der Verteilung eine Funktion angepasst wird, die aus zwei Termen besteht:

$$f(\Delta m) = \frac{N}{\sqrt{2\pi}\sigma} e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{\Delta m - \mu}{\sigma}\right)^2} \; + \; N_{unt}(\Delta m - m_\pi c^2)^{U_{exp}}(1 - U_{cor}\Delta m^2). \tag{4.5}$$

Der erste Term beschreibt das Signal und stellt eine Normalverteilung dar. Die Breite des Signals σ wird durch die Detektorauflösung bestimmt. Berücksichtigt man die Intervallbreite, so gibt der Parameter N die Anzahl der D^*-Mesonen an. Der zweite Term dient der Beschreibung des

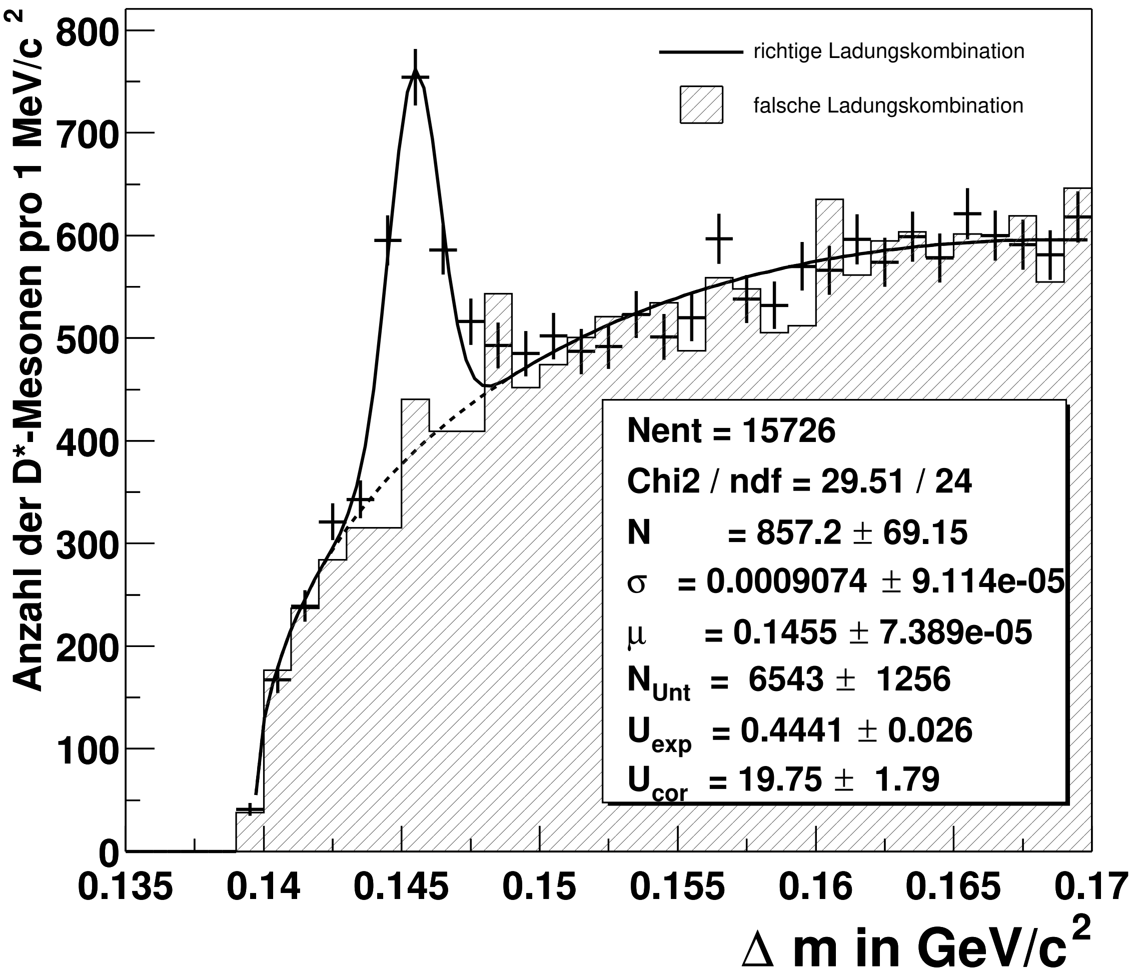


Abbildung 4.5: *Δm-Verteilung für die Jahre 1999 und 2000 (nominelle Runs, nur Positron-Proton Wechselwirkung). Gezeigt ist ebenfalls das Ergebnis der Anpassungsrechnung (Parameter s. Gl. 4.5) und die Verteilung, die sich bei falscher Ladungskombination ergibt. Mit Hilfe der Anpassungsrechnung wurden etwa 857 D^*-Mesonen in dem betrachteten sichtbaren Bereich gefunden.*

kombinatorischen Untergrundes. In Abbildung 4.5 ist das Ergebnis der Anpassungsrechnung dargestellt. Es wurden etwa 857 D^*-Mesonen gefunden.

Um zu zeigen, dass der Untergrund tatsächlich den hier angenommenen Verlauf hat, wird die Methode der falschen Ladungskombination angewandt. Hierbei wird die Größe Δm ermittelt, indem im Gegensatz zu dem in Abschnitt 3.5.3 beschriebenen Vorgehen zwei gleich geladene Spuren mit einem V^0-Teilchen kombiniert werden. Es erfolgt dann die Kombination mit einem Pion-Kandidaten entgegengesetzter Ladung, sodass die Summe aller Ladungen $+1$ oder -1 beträgt:

$$\Delta m_{\text{wrong charge}} = m_{K_S^0\pi^\pm\pi^\pm\pi_s^\mp} - m_{K_S^0\pi^\pm\pi^\pm} \qquad (4.6)$$

Die Verteilung, die sich aus der falschen Ladungskombination ergibt, weist eine andere Normierung auf als der Untergrund, der sich bei Verwendung der richtigen Ladungskombination ergibt. Aus diesem Grund wird die Verteilung der falschen Ladungskombination neu normiert, um direkt die Form vergleichen zu können. Wie man an Abbildung 4.5 erkennt, wird die Form des

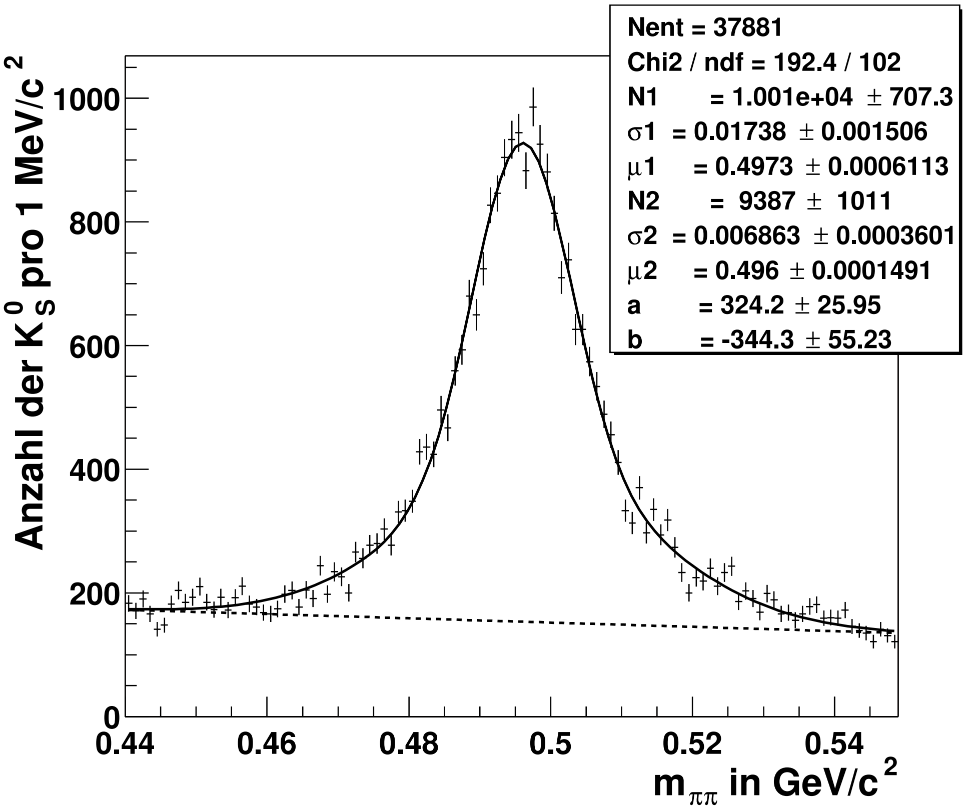


Abbildung 4.6: *Spektrum der invarianten Masse der K_S^0-Kandidaten. Die Parameter haben folgende Bedeutung: N ist die Normierung, σ die Standardabweichung und μ der Mittelwert der jeweiligen Normalverteilung. a und b sind die Parameter der linearen Funktion, die zur Beschreibung des Untergrundes angesetzt wird.*

Untergrundes gut durch den oben angeführten zweiten Term beschrieben.

Die Abbildung 4.6 zeigt die Verteilung der invarianten Masse der K_S^0-Kandidaten, die zur Rekonstruktion der D^*-Mesonen verwendet wurden. Die Anpassung erfolgte mit einer Funktion, die sich aus der Summe zweier Normalverteilungen zur Parametrisierung des Signals und einer linearen Funktion zur Beschreibung des Untergrundes zusammensetzt. Die gesamte Anzahl der K_S^0-Kandidaten ergibt sich aus der Summe der Normierungsfaktoren der beiden Normalverteilungen (etwa 19397 K_S^0-Mesonen). Aufgrund von Detektoreffekten muss hier die Summe zweier Normalverteilungen zur Parametrisierung des Signals angesetzt werden. Die einfachste Hypothese, dass dieser Effekt auf die beiden möglichen Topologien des Zerfalls (s. Abbildung 4.7) zurückzuführen ist, erweist sich als nicht ausreichend. Betrachtet man die beiden Topologien getrennt voneinander, so stellt man fest, dass die Verteilungen der invarianten Massen unterschiedliche Breiten aufweisen. Jede einzelne Verteilung muss aber dennoch durch zwei Normalverteilungen angepasst werden. Hieraus folgt, dass noch weitere Effekte eine Rolle spielen müssen, was hier jedoch nicht weiter verfolgt wird.

Um zu demonstrieren, dass tatsächlich D^*-Mesonen über den hier behandelten Zerfallskanal rekonstruiert wurden und dass aus der Anpassung die richtige Anzahl der D^*-Mesonen ermittelt wurde, ist in Abbildung 4.8 die Verteilung der invarianten Masse der D^0-Kandidaten aus der Signalregion der Δm-Verteilung dargestellt. Als Signalregion wird hier der Bereich bezeichnet, in dem $|\Delta m - \mu| < 0.003$ GeV/c^2 gilt. μ ist hier der Mittelwert, der aus der Anpassungsrechnung bestimmt wurde. Die Anzahl der D^0-Mesonen wird ermittelt, indem der Verteilung eine

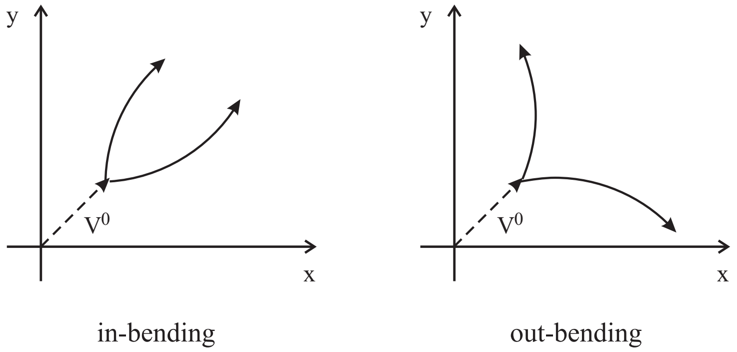


Abbildung 4.7: *Mögliche Topologien beim V^0-Zerfall.*

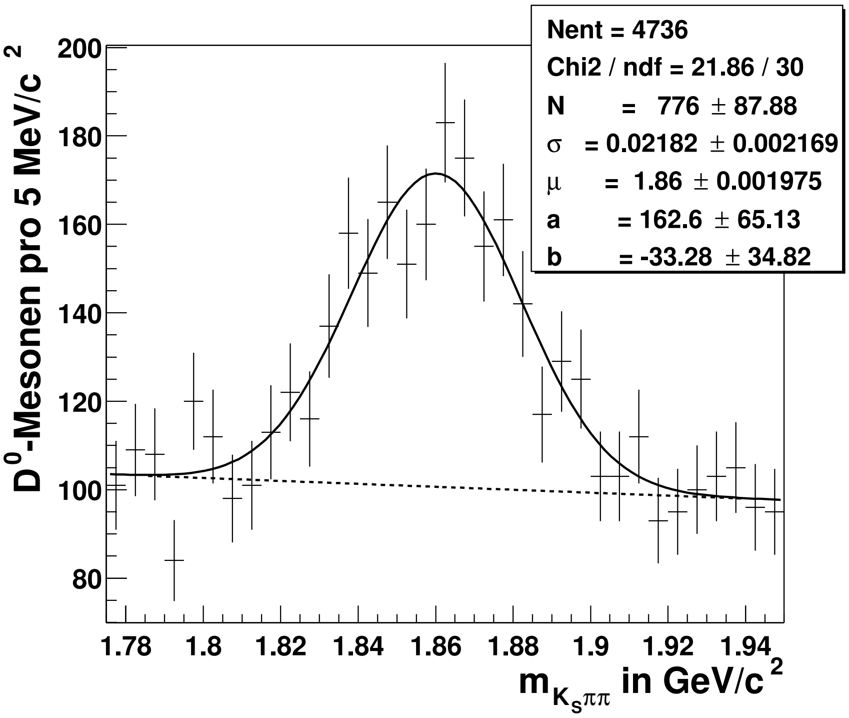


Abbildung 4.8: *Verteilung der invarianten Masse der D^0-Kandidaten.*

Funktion angepasst wird, die sich aus einer Normalverteilung zur Beschreibung des Signals und einer linearen Funktion zur Beschreibung des Untergrundes zusammensetzt. Das Ergebnis dieser Anpassung ist in Abbildung 4.8 dargestellt. Die Anzahl der D^*-Mesonen stimmt innerhalb der Fehler mit der Anzahl der D^0-Mesonen überein.

Wie in Abschnitt 3.5.2 erläutert wurde, zerfällt der größte Anteil der D^0-Mesonen in dem hier betrachteten Zerfallskanal resonant über das $K^*(892)^{\pm}$-Meson. Die K^*-Mesonen können nachgewiesen werden, indem ein K_S^0-Kandidat mit einem Pion-Kandidaten kombiniert wird und man die Verteilung der invarianten Masse betrachtet. Hierbei muss jedoch beachtet werden, dass die Ladung des K^*-Mesons mit der Ladung des π_s-Kandidaten korreliert ist: Das K^*-Meson und der π_s-Kandidat müssen entgegengesetzt geladen sein. Das Ergebnis ist in Abbildung 4.9 dargestellt. Da die Form des Signals durch die Lebensdauer des K^*-Mesons bestimmt wird und nicht durch die Detektorauflösung, wird das Signal durch die Breit-Wigner-Verteilung beschrieben.

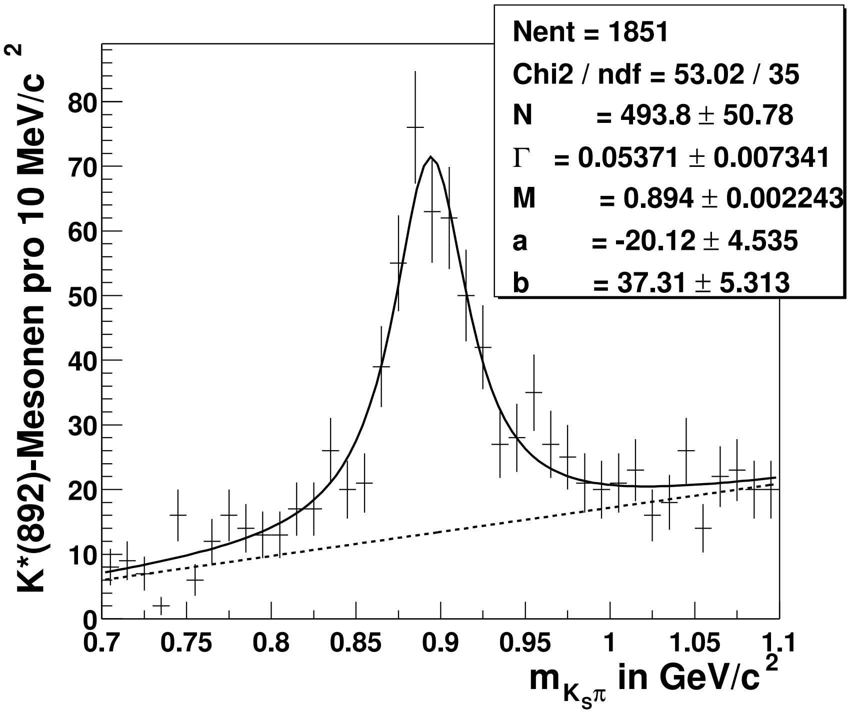


Abbildung 4.9: *Verteilung der invarianten Masse der K^*-Kandidaten.*

Zur Beschreibung des Untergrundes wird eine lineare Funktion verwendet.

$$f(x) = \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma/2}{(x - M)^2 + \Gamma^2/4} + a + b \cdot x \tag{4.7}$$

Breite und Position des Signals entsprechen innerhalb der Fehler der Zerfallsbreite (Lebensdauer) bzw. der invarianten Masse des $K^*(892)$-Mesons [1]. Aus der Anzahl der D^0- und der K^*-Mesonen kann der Anteil der D^0-Mesonen bestimmt werden, die über diese Resonanz zerfallen. In Übereinstimmung mit dem erwarteten Wert ergibt sich: $(64 \pm 10)\%$ (s. Tabelle 3.3).

Resonanzen, die bei einem Dreikörperzerfall auftreten, lassen sich auch mit Hilfe eines Dalitz-Diagramms untersuchen. In Abbildung 4.10 wurde dazu für jedes Ereignis aus der Signalregion der D^0-Verteilung das Quadrat der invarianten Masse, das sich aus der Kombination des K^0_S-Kandidaten mit einem Pion ergibt, gegen das Quadrat der invarianten Masse, das man bei der Kombination des K^0_S-Kandidaten mit dem anderen Pionkandidaten erhält, aufgetragen. Als Signalregion der D^0-Verteilung wird hier der Bereich mit $|m_{K^0_S\pi\pi} - m_{D^0}| < 0.03$ GeV/c^2 bezeichnet.

Jeder Punkt in einem Dalitz-Diagramm korrespondiert mit einem Punkt im Phasenraum. Der Bereich, in dem die Punkte liegen, stellt somit den in diesem Zerfall zugänglichen Phasenraum dar. Berechnet man die Übergangsrate für den Dreikörperzerfall anhand Fermis goldener Regel, so erhält man im Ruhesystem des zerfallenden Teilchens den folgenden Ausdruck:

$$d\Gamma = \frac{1}{(2\pi)^3} \frac{1}{32\, M^3}\, \overline{|\mathcal{M}|^2}\, dm_{12}^2\, dm_{23}^2. \tag{4.8}$$

M ist die Masse des zerfallenden Teilchens und $\overline{|\mathcal{M}|^2}$ das Betragsquadrat des Übergangsmatrixelementes gemittelt über alle Spinzustände. Man kann von dem Ausdruck ablesen, dass die Punktdichte im Dalitz-Diagramm proportional zum Betragsquadrat des Übergangsmatrixelementes ist, sodass man für ein konstantes $|\mathcal{M}|^2$ eine gleichförmige Verteilung erhält. Resonanzen hingegen zeichnen sich durch eine höhere Punktdichte deutlich ab.

Resonanzen, die in ein K_S^0 und ein Pion zerfallen, ergeben waagerechte und senkrechte Balken. Resonanzen hingegen, die in zwei Pionen zerfallen, werden als Balken sichtbar, die entlang einer Geraden mit der Steigung -1 verlaufen.

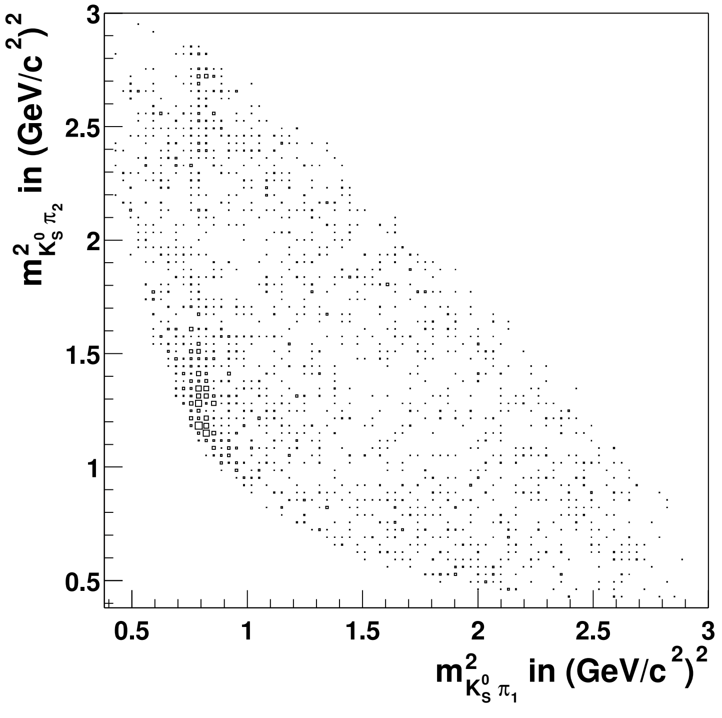


Abbildung 4.10: *Dalitz-Diagramm, wie es sich für D^0-Kandidaten in den Daten ergibt.*

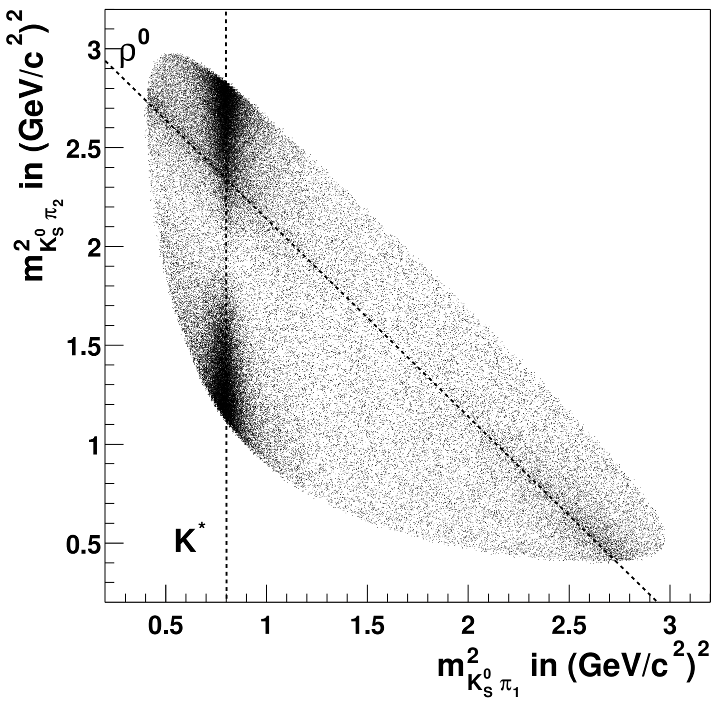


Abbildung 4.11: *Dalitz-Diagramm, wie es sich für generierte D^0-Kandidaten ergibt.*

Um dies zu verdeutlichen, wurde ein Dalitz-Diagramm für generierte Ereignisse erstellt, das in Abbildung 4.11 dargestellt ist. Die Resonanzen verlaufen entlang der eingezeichneten Linien. Die Verteilung entlang der Linien sollte der Zerfallswinkelverteilung entsprechen. Man erwartet daher, dass sich die Ereignisse an den Rändern des Dalitz-Diagramms häufen, was auch erkennbar ist. Es scheint jedoch so, als gäbe es in dem Bereich um $m^2_{K^0_S\pi_2} = 2\ (\mathrm{GeV/c^2})^2$ herum zu wenig Einträge. Dies deutet darauf hin, dass die Zerfallswinkelverteilung nicht richtig beschrieben wird.

In den Daten ist lediglich die K^*-Resonanz zu erkennen. Die Monte Carlo-Verteilung der K^*-Mesonen weicht von den Daten ab, da bestimmte kinematische Bereiche aufgrund von Ineffizienzen des Detektors ausgeschlossen bzw. unterdrückt werden. Die ρ^0-Resonanz ist wegen des hohen Untergrundes und der geringen Datenmenge nicht zu erkennen.

Kapitel 5

Bestimmung der Wirkungsquerschnitte

In diesem Kapitel erfolgt die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte für die Produktion von D^*-Mesonen in Photoproduktion und in tief unelastischer Streuung. Zunächst wird erläutert, wie in dieser Analyse grundsätzlich vorgegangen wird, um Wirkungsquerschnitte zu berechnen. Es wird die Gleichung für den Born-Wirkungsquerschnitt angegeben und es werden die Größen definiert, die in die Gleichung eingehen. Die Rekonstruktions- und die Triggereffizienz spielen hierbei eine zentrale Rolle. Sie werden mit Hilfe der Monte Carlo Datensätze berechnet.

5.1 Grundsätzliche Methode zur Bestimmung von Wirkungsquerschnitten

Aus der Anzahl der rekonstruierten D^*-Mesonen $N_{rec}^{D^*}$ kann über den Zusammenhang

$$\sigma_{\text{vis}}(e^{\pm}p \to D^*X) = \frac{N_{\text{rec}}^{D^*}}{\mathcal{L} \cdot \epsilon_{\text{rec}} \cdot \epsilon_{\text{trig}} \cdot \text{BR}} \tag{5.1}$$

der Wirkungsquerschnitt σ_{vis} für den experimentell zugänglichen kinematischen Bereich berechnet werden. $\mathcal{L}$ ist in dieser Gleichnung die integrierte Luminosität, ϵ_{rec} die Rekonstruktionseffizienz und ϵ_{trig} die Triggereffizienz. Der sichtbare Bereich, der Akzeptanzbereich $\mathcal{A}$, auf den sich die oben angegebenen Größen beziehen, wird u.a. vom Winkelbereich eingeschränkt, der von dem zentralen Spurkammersystem abgedeckt wird. Weiterhin wird er durch die Detektorkomponente, die zum Nachweis des gestreuten Elektrons verwendet wird, eingeschränkt. Der jeweilige Akzeptanzbereich wird weiter unten in den entsprechenden Abschnitten angegeben. Die Rekonstruktionseffizienz hängt von den Eigenschaften des Detektors, dem Rekonstruktionsprogramm und der Topologie und der Kinematik der betrachteten Ereignisse ab und wird aus dem Monte-Carlo-Datensatz bestimmt:

$$\epsilon_{\text{rec}} = \left. \frac{N_{\text{rec}}^{D^*}}{N_{\text{gen}}^{D^*}} \right|_{\mathcal{A}} \tag{5.2}$$

Wichtig ist hierbei, dass die Detektorsimulation verlässliche Resultate liefert, d.h. die Kinematik und Topologie der generierten Ereignisse sollte richtig beschrieben werden. Besonders bei der Extrapolation des sichtbaren Wirkungsquerschnittes auf den totalen Wirkungsquerschnitt ist das physikalische Modell, das der Generierung zugrunde liegt, von großer Bedeutung.

Die Triggereffizienz wird ebenfalls mit Hilfe des Monte-Carlo-Datensatzes bestimmt. Sie ergibt sich aus der Anzahl der rekonstruierten und getriggerten Ereignisse dividiert durch die Anzahl der rekonstruierten Ereignisse:

$$\epsilon_{\text{trig}} = \left. \frac{N^{D^*}_{\text{trig+rec}}}{N^{D^*}_{\text{rec}}} \right|_{\mathcal{A}} \tag{5.3}$$

Nach diesen allgemeinen Betrachtungen werden nun die Wirkungsquerschnitte für Photoproduktion und tief unelastische Streuung bestimmt.

5.2 Photoproduktion

In dieser Analyse werden Photoproduktionsereignisse betrachtet, bei denen das gestreute Elektron in einem der beiden Elektrondetektoren (electron tagger) ET33 oder ET44 nachgewiesen wird (tagged photoproduction). Getriggert werden diese Ereignisse durch die Subtrigger s83 und s84. Die Selektion von Photoproduktionsereignissen erfolgt auch mit Hilfe dieser beiden Subtrigger. Welche Eigenschaften die beiden Elektrondetektoren haben, aus welchen Triggerelementen sich die erwähnten Subtrigger zusammensetzen und wie der sichtbare Bereich definiert wird, ist Thema der nächsten beiden Abschnitte. Im Anschluss daran werden die Rekonstruktions- und Triggereffizienzen bestimmt und erläutert, wie die Akzeptanzen der beiden Elektrondetektoren ermittelt werden. Nach einer Zusammenstellung der systematischen Unsicherheiten werden dann sichtbare und totale Wirkungsquerschnitte angegeben. Weiterhin werden differentielle Wirkungsquerschnitte berechnet.

5.2.1 Selektion von Photoproduktionsereignissen

In Abbildung 5.1 wird gezeigt, durch welche Subtrigger die D^*-Ereignisse aus der Signalregion der Massendifferenz-Verteilung (Abbildung 4.5) getriggert wurden. Markiert sind die in dieser Analyse relevanten Subtrigger s61, s83 und s84. Der Subtrigger s61 dient dem Triggern von Ereignissen der tief unelastischen Streuung, in denen das gestreute Elektron im rückwärtigen

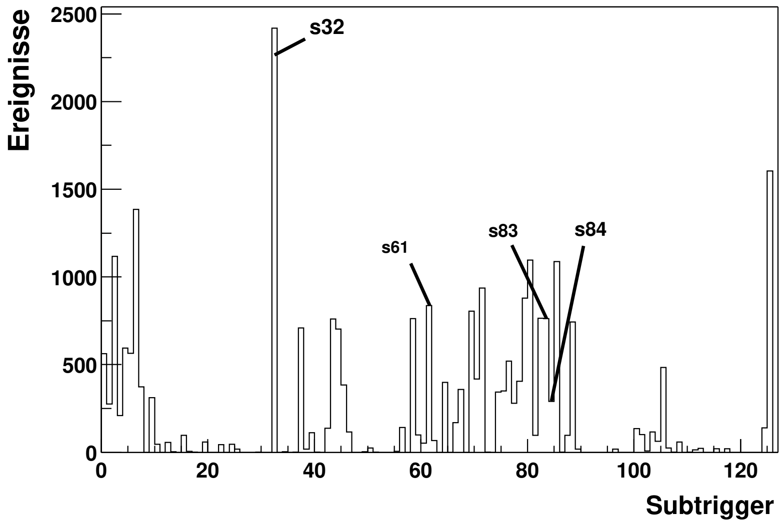


Abbildung 5.1: *Auf L4 verifizierte Subtrigger, die in Ereignissen aus der Signalregion der Massendifferenz-Verteilung angesprochen haben.*

Subtrigger	Definition (1999 und 2000)
s32	zVtx_sig_1 && DCRPh_Tc && DCRPh_T0
s61	(SPCLe_IET>2 || SPCLe_IET_Cen_3) && DCRPh_THig && zVtx_sig
s83	DCRPh_Tc && zVtx_sig_1 && LU_ET && !LU_PD_low
s84	DCRPh_Tc && zVtx_sig_1 && LU_ET_44 && !LU_PD_low && !WatVet

Tabelle 5.1: *Definition der in dieser Analyse verwendeten Subtrigger. Aufgeführt sind die einzelnen Triggerelemente und deren logische Verknüpfung.*

Kalorimeter nachgewiesen wurde. Von ihm wird in Abschnitt 5.3 Gebrauch gemacht. Die Subtrigger s83 und s84 fordern, dass ein Elektron im ET33 bzw. im ET44 nachgewiesen wurde und dienen dem Triggern von Photoproduktionsereignissen. Durch die Forderung, dass einer der beiden Subtrigger angesprochen haben muss, werden in dieser Analyse Photoproduktionsereignisse selektiert. Aus diesem Grund erfolgt eine detaillierte Darstellung der beiden Elektrondetektoren und Subtrigger.

Ebenfalls markiert wurde in Abbildung 5.1 der Subtrigger 32, da er am häufigsten angesprochen hat. Wie aus Tabelle 5.1 hervorgeht, enthält er nur Triggerelemente der zentralen Spurkammern und der Proportionalkammern. Es wäre zu prüfen, ob dieser Subtrigger für die Analyse von Photoproduktionsereignissen verwendet werden kann, in denen nicht der Nachweis des gestreuten Elektrons in einem der beiden Elektrondetektoren ET33 oder ET44 verlangt wird. Problematisch ist sicher der hohe mittlere Prescale Faktor (632 im Jahr 1999 und 65 im Jahr 2000). Weiterhin muss die Effizienz der vierten Triggerstufe genau untersucht werden.

5.2.1.1 Der Elektrondetektor ET33 und der Subtrigger 83

Der Elektrondetektor ET33 ist Teil des Luminositätssystems des H1-Detektors (s. Abschnitt 2.2.5). Zum Nachweis der gestreuten Elektronen werden diese durch ein Magnetfeld abgelenkt und verlassen 27.3 m in Elektronflugrichtung vom nominellen Wechselwirkungspunkt entfernt das Strahlrohr, um bei z=−33.4 m auf den Detektor zu treffen. Es handelt sich um ein Kristall-Cherenkov-Kalorimeter mit einer transversalen Ausdehnung von 154 × 154 mm und einer Tiefe, die 22 Strahlungslängen X_0 entspricht. Der Detektor besteht aus 49 Kanälen, die jeweils von einem Photomultiplier ausgelesen werden. Man erreicht eine Energieauflösung von

$$\sigma_E/E = 10/\sqrt{E/1\ \mathrm{GeV}} \quad \text{(in \%)}. \tag{5.4}$$

Der Elektrondetektor dient nicht nur zur Messung der Luminosität, sondern er wird auch genutzt, um Elektronen nachzuweisen, die in Photoproduktionsereignissen unter einem kleinen Winkel (0-5 mrad) gestreut wurden. Um solche Ereignisse von Bremsstrahlungsereignissen zu trennen, muss u.a. gefordert werden, dass die im Photondetektor deponierte Energie kleiner als ein bestimmter Schwellenwert ist. Dieser liegt bei 6 GeV. Wird dieser Wert überschritten, so wird das Triggerelement LU_PD_low gesetzt. Weiterhin muss gefordert werden, dass die im Elektrondetektor nachgewiesene Energie größer als 8 GeV ist. Dies wird durch das Triggerelement LU_ET angezeigt. Die beiden genannten Triggerelemente bilden zusammen mit den beiden Triggerelementen DCRPh_Tc und zVtx_sig_1 den Subtrigger 83. Die Definition des Subtriggers ist in Tabelle 5.1 zusammenfassend dargestellt.

Das L1-Triggerelement DCRPh_Tc wird gesetzt, wenn auf der ersten Stufe des Triggersystems mindestens drei Spurkandidaten in den zentralen Jet-Kammern gefunden wurden, die einen Transversalimpuls größer als 450 MeV/c besitzen und die direkt vom primären Vertex stammen ($d_{ca} \approx 0$). Da die erste Triggerstufe ohne Totzeit arbeiten soll, wird keine Rekonstruktion

	1999		2000		1999 und 2000
Subtrigger	$\mathcal{L}$ in pb^{-1}	Prescale	$\mathcal{L}$ in pb^{-1}	Prescale	$\mathcal{L}$ in pb^{-1}
s61	13.271	1.06	39.414	1.2	52.685
s83	13.59	1.03	39.416	1.2	53.006
s84	7.94	1.77	11.099	4.26	19.039

Tabelle 5.2: *Luminositäten, die auf die einzelnen Subtrigger entfallen. Weiterhin sind die mittleren Prescale-Faktoren für die Jahre 1999 und 2000 angegeben.*

der Spuren mittels einer Anpassung vorgenommen, sondern die Parameter κ und ϕ der Spuren werden Tabellen entnommen. Einzelheiten werden in [22] beschrieben.

Wie bereits in Abschnitt 2.2.1.3 angemerkt wurde, wird auf der Grundlage der Messungen der Proportionalkammern eine L1-Triggerentscheidung darüber getroffen, ob in dem betreffenden Ereignis ein primärer Vertex gefunden werden kann. Hierzu wird der Bereich um den nominellen Wechselwirkungspunkt herum in 16 Intervalle eingeteilt, die jeweils eine Länge von 55 mm haben. Für jede mögliche Spur, die sich aus der Kombination der Messungen zweier Proportionalkammern ergibt (s. Abbildung 2.4), wird der Schnittpunkt mit der Strahlachse berechnet und entsprechend ein Histogramm gefüllt. Um zu entscheiden, ob ein primärer Vertex rekonstruiert werden konnte, wird die Signifikanz σ_1 herangezogen, die wie folgt definiert ist:

$$\sigma_1 = \frac{P - B}{\sqrt{P}},$$

wobei P die Anzahl der Spuren angibt, die innerhalb des Intervalls mit den meisten Einträgen liegen. B gibt die mittlere Anzahl aller Einträge in den übrigen Intervallen an und spiegelt hauptsächlich den kombinatorischen Untergrund wider. Das Triggerelement zVtx_sig_1 zeigt nun an, ob die Signifikanz oberhalb von 1.5 ist. Die beiden zuletzt genannten Triggerelemente werden im Folgenden unter der Bezeichnung Spurtrigger zusammengefasst.

Aufgrund seiner Zusammensetzung eignet sich der Subtrigger 83 dazu, Photoproduktionsereignisse zu selektieren. In Tabelle 5.2 ist die Luminosität angegeben, die auf diesen Subtrigger entfällt. Sie reicht aus, um differentielle Wirkungsquerschnitte in p_t und η der D^*-Mesonen zu bestimmen. Gezeigt werden auch die Luminositäten, die auf die anderen in dieser Analyse verwendeten Subtrigger entfallen. Die Unterschiede in den Luminositäten für die verschiedenen Subtrigger ergeben sich aus den unterschiedlichen Prescale-Faktoren, die während der Datennahme verwendet wurden.

Akzeptanz des ET33

Bei der Berechnung des sichtbaren Wirkungsquerschnittes muss berücksichtigt werden, dass nicht jedes Elektron, das auf den Detektor trifft, auch nachgewiesen wird. Vielmehr beobachtet man eine Abhängigikeit der Effizienz von der Inelastizität y. Weiterhin muss die Effizienz der Triggerelemente LU_PD_low und LU_ET berücksichtigt werden. Es muss ebenfalls beachtet werden, dass effektiv nur der Bereich des Detektors verwendet wird, für den $|x_{ET33}| < 6.5$ cm gilt. Diese Effekte werden in ihrer Summe durch die Akzeptanz $\mathcal{A}_{ET33}(y)$ des ET33 beschrieben. Der funktionale Verlauf der Akzeptanz ist in Abbildung 5.2 dargestellt. Die waagerechte Linie markiert den y-Bereich, für den die Akzeptanz größer als 5% ist. Dieser Bereich wird als der in y sichtbare Bereich definiert.

Einen erheblichen Einfluss auf den Verlauf der Akzeptanz hat die tatsächliche Strahllage, die mit Hilfe des Photondetektors des H1-Luminositätssystems bestimmt wird. Man unterscheidet bezüglich der Abweichung der realen von der nominellen Strahllage grundsätzlich zwei Phäno-

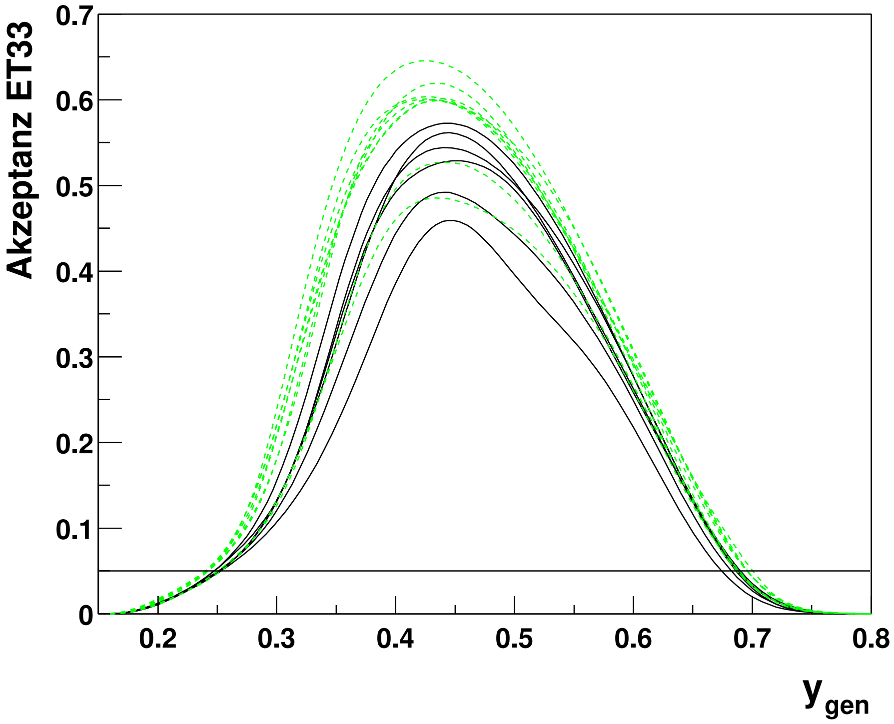


Abbildung 5.2: *Verlauf der Akzeptanz $\mathcal{A}_{ET33}$ in Abhängigkeit der Inelastizität y für verschiedene Run-Perioden der Jahre 1999 und 2000.*

mene: Die Verschiebung der Strahlachse parallel zur nominellen Strahllinie und die Neigung der Strahlachse gegenüber der z-Achse des H1-Koordinatensystems (beam tilt). Besonders großen Einfluss auf die Akzeptanz hat die Verschiebung in x-Richtung und der Winkel in der x-z-Ebene. Ändert sich z.B. die Lage der Strahlachse in x-Richtung um 1 mm, so hat dies eine Änderung der Akzeptanz um 10-20% zur Folge. Da dies nicht vernachlässigt werden kann, muss die Akzeptanzkurve neu bestimmt werden, wenn sich die Strahlparameter messbar ändern. Aus diesem Grunde ist in Abbildung 5.2 nicht eine einzelne Kurve, sondern eine Kurvenschar abgebildet.

5.2.1.2 Der Elektrondetektor ET44 und der Subtrigger 84

Bei dem Elektrondetektor ET44 handelt es sich um ein Kristall-Cherenkov-Kalorimeter, das in seiner Bauart dem ET33 gleicht. Im Unterschied zum ET33 besteht der ET44 jedoch nur aus 2×3 Zellen und besitzt eine transversale Ausdehnung von 44×66 mm. Er befindet sich bei $z=-44$ m. Mit dem Detektor können Elektronen nachgewiesen werden, die unter einem kleinen Winkel (0-3.5 mrad) gestreut wurden.

Dem ET44 ist ein Level 1 Triggerelement zugeordnet (LU_ET_44), das gesetzt wird, wenn die im Elektrondetektor deponierte Energie den Schwellenwert von 10 GeV überschreitet. Dieser Schwellenwert unterdrückt effektiv den niederenergetischen Untergrund und Rauschen. Weiterhin haben gestreute Elektronen, die in den Akzeptanzbereichs des Detektor fallen, stets eine höhere Energie als 10 GeV. Für die Selektion von Photoproduktionsereignissen ist es erforderlich den hohen Untergrund, der durch den Bethe Heitler Prozess entsteht, zu unterdrücken. Dies geschieht durch die Forderung, dass weder im Veto-Zähler noch in Photondetektor ein Signal anliegt, d.h. es wird gefordert, dass die Triggerelemente LU_PD_low und WatVet nicht gesetzt sind. Zusammen mit den beiden im vorherigen Abschnitt erwähnten Spurtriggern bilden diese drei Triggerelemente den Subtrigger 84 (s. Tabelle 5.1).

Akzeptanz des ET44

Die Abbildung 5.3 zeigt den Verlauf der Akzeptanz des Elektrondetektors ET44 für verschiedene Runperioden aus den Jahren 1999 und 2000. Die Effizienzen der Triggerlemente LU_ET_44, LU_PD_low und WatVet wurden bei der Berechnung der Akzeptanz berücksichtigt. Man erkennt, dass die Akzeptanzkurven wesentlich schmaler sind als die des ET33 und dass durch den ET44 ein niedrigerer Bereich der Inelastizität y der direkten Beobachtung zugänglich wird.

Die meisten Elektronen aus Photoproduktionsereignissen treffen in der Randregion auf den Detektor, was eine Energiemessung ungenau macht, da dann nicht die gesamte Energie im Detektor deponiert wird. Aus diesem Grund ist es nicht möglich den in y sichtbaren Bereich anhand der gemessenen Energie festzulegen, wie es beim ET33 erfolgte. Es wird daher das y-Intervall als sichtbarer Bereich angegeben, für den die Akzeptanz größer als 1 % ist.

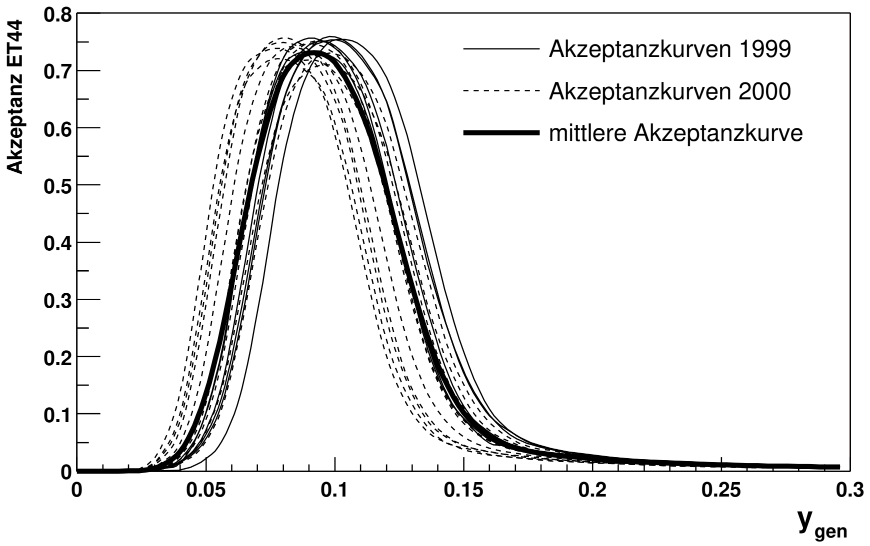


Abbildung 5.3: *Verlauf der Akzeptanz $\mathcal{A}_{ET44}$ in Abhängigkeit der Inelastizität y für verschiedene Run-Perioden der Jahre 1999 und 2000. Gezeigt ist auch die luminositätsgewichtete mittlere Akzeptanzkurve.*

5.2.2 Definition des sichtbaren Bereichs

Als sichtbarer Bereich wird der kinematische Bereich bezeichnet, der direkt experimentell zugänglich ist. Da in dieser Analyse nur zentrale Spuren zur Rekonstruktion der D^*-Mesonen verwendet werden und das zentrale Spurkammersystem nicht den gesamten Polarwinkelbereich abdeckt, ist der sichtbare Bereich in dieser Analyse auf den Bereich mit $|\eta| < 1.5$ eingeschränkt. Eine weitere Einschränkung ergibt sich durch die Forderung an einen minimalen Transversalimpuls der D^*-Mesonen. Dies ist zur Unterdrückung des Untergrundes unumgänglich. Der sichtbare Bereich wird weiterhin auf den Akzeptanzbereich der Detektorkomponente eingeschränkt, die zum Nachweis des gestreuten Elektrons verwendet wurde. Wie gezeigt wurde, decken die beiden Eletrondetektoren ET33 und ET44 unterschiedliche y-Bereiche ab. Ausserdem ist das Signal-zu-Untergrund-Verhältnis im Fall des ET33 wesentlich schlechter als beim ET44, weshalb ein höherer Transversalimpuls der D^*-Mesonen gefordert werden muss. Wegen dieser unterschiedlichen Voraussetzungen, werden für den ET33 und für den ET44 unterschiedliche sichtbare Bereiche definiert.

Der sichtbare Bereich des ET33

Der sichtbare Bereich im Fall des ET33 ist in dieser Analyse wie folgt definiert:

$$|\eta(D^*)| < 1.5 \quad ; \quad p_t(D^*) > 2.5 \quad \mathrm{GeV/c}$$

$$Q^2 < 0.01 \ (\mathrm{GeV/c})^2 \quad ; \quad 0.25 < y < 0.68$$

Diesem y- und Q^2-Bereich entspricht dabei nach Gleichung 3.6 folgendes Intervall der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie:

$$159 \ \mathrm{GeV} \quad < \quad W_{\gamma p} \quad < \quad 262 \ \mathrm{GeV}$$

Die Inelastizität y wird mit Hilfe der im Elektrondetektor deponierten Energie E'_e berechnet. Hierbei wird ausgenutzt, dass sich die Gleichung 3.3 im Fall der Photoproduktion zu folgendem Ausdruck vereinfacht:

$$y = 1 - \frac{E'_e}{E_e} \tag{5.5}$$

E_e ist hier die Energie des Positronstrahls. Nach Gleichung 5.4 ist damit y mit einer Genauigkeit von mindestens 3% bekannt. Die Einschränkung der Virtualität des Photons Q^2 auf den angegebenen Bereich ergibt sich aus Geometrie der Detektoranordnung. Angewandt wurden die in den Tabellen 4.2 und 4.3 angegebenen Selektionskriterien. Zusätzlich wurde gefordert, dass die x-Koordinate des Auftreffpunktes des Elektrons dem Betrag nach kleiner als 6.5 cm sein muss: $|x_{ET33}| < 6.5$ cm, wodurch ca. 1/3 der Ereignisse verworfen werden. Dies ist nötig, da die Energiemessung am Rand des Detektors unzuverlässig ist, da unter Umständen nicht die gesamte

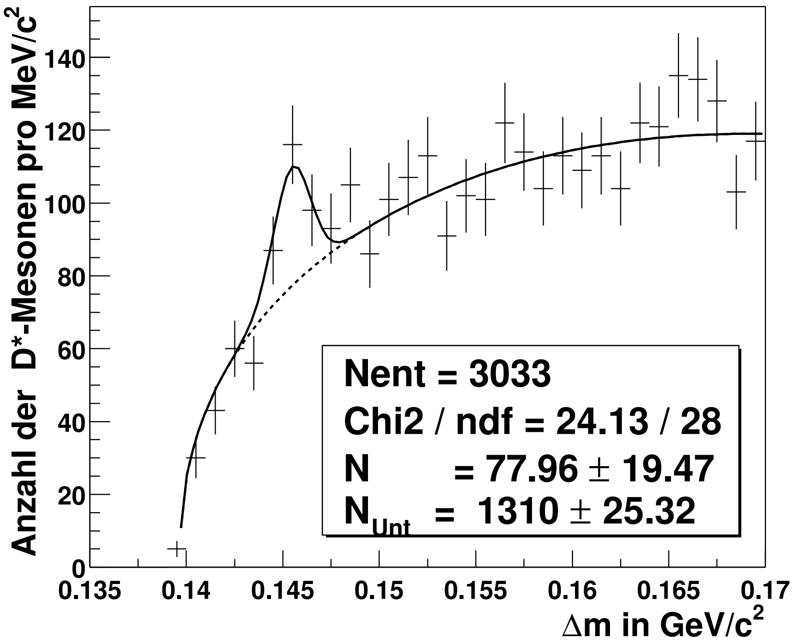


Abbildung 5.4: *Mit dem Subtrigger 83 selektierte Photoproduktionsereignisse.*

Energie des Elektrons im Detektor deponiert wird. Die räumliche Auflösung des ET33 beträgt 0.3-1.2 mm.

Die Abbildung 5.4 zeigt die mit dem s83 selektierten D^*-Mesonen innerhalb des sichtbaren Bereichs. Die Anpassung der Δm-Verteilung erfolgte mit der Funktion 4.5, wobei nur die Normierung des Signals und die Normierung des Untergrundes als freie Parameter dienten. Die übrigen Parameter, die Breite und Position des Signals sowie die Form des Untergrundes, wurden in einer Anpassung an die inklusive Δm-Verteilung bestimmt, bei der kein spezieller Subtrigger gefordert wurde. Dieses Vorgehen wurde gewählt, um von der größeren Datenmenge des inklusiven Datensatzes zu profitieren und da die Detektorsimulation keine Hinweise darauf liefert, dass das Signal eine unterschiedliche Breite oder Position für die hier wesentlichen Q^2- oder y-Bereiche hat.

Der sichtbare Bereich des ET44

In dieser Analyse ist der sichtbare Bereich des ET44 wie folgt definiert:

$$-0.5 \ < \ \eta(D^*) \ < \ 1.5 \quad ; \quad p_t(D^*) \ > \ 2 \quad \mathrm{GeV/c}$$

$$Q^2 \ < \ 0.009 \ \ (\mathrm{GeV/c})^2 \quad ; \quad 0.035 \ < \ y \ < \ 0.25$$

Diesem y- und Q^2-Bereich entspricht folgendes Intervall der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie:

$$60 \ \mathrm{GeV} \quad < \quad W_{\gamma p} \quad < \quad 159 \ \mathrm{GeV}$$

Die Einschränkung in Q^2 ergibt sich hier wie beim ET33 aus der Geometrie der Detektoranordnung und ist automatisch erfüllt, wenn ein Elektron nachgewiesen wird. Der sichtbare Bereich in y ergibt sich aus der Forderung, dass die Akzeptanz größer als 1% sein soll.

In η wird der sichtbare Bereich wegen der in Abbildung 5.5 dargestellten Korrelation zwischen y und η eingeschränkt. Man erkennt, dass für $\eta <$ -0.5 die Mehrzahl der Ereignisse in einem y-Bereich liegt, in dem die Akzeptanz des ET44 sehr niedrig und nur mir geringer Genauigkeit bekannt ist. Dieser Bereich wird daher ausgeschlossen.

Um sicherzustellen, dass nur D^*-Ereignisse in dem hier angegebenen sichtbaren Bereich berücksichtigt werden, sind neben den in den Tabellen 4.2 und 4.3 angegebenen Selektionskriterien, die zur Verbesserung des Signal-zu-Untergrund-Verhältnisses dienen, zusätzliche Schnitte notwendig. Es tragen hauptsächlich Bremstrahlungsereignisse dazu bei, dass ein D^*-Ereignis fälschlicherweise dem angegebenen sichtbaren Bereich zugeordnet wird. Ist nämlich einem D^*-Ereignis ein Bremstrahlungsereignis überlagert, so kann das Elektron aus diesem Bremsstrahlungsprozess in den ET44 gelangen. Solche Ereignisse können ausgeschlossen werden, indem gefordert wird, dass die Summe der Energien, die im Veto-Zähler und im Photondetektor des Luminositätssystems deponiert wurde, weniger als 1.5 GeV beträgt. Hierdurch werden jedoch auch D^*-Ereignisse verworfen, die in dem angegebenen sichtbaren Bereich liegen. Die in Abbildung 5.3 dargestellten Akzeptanzkurven enthalten deshalb einen Korrekturfaktor, durch den dies berücksichtigt wird.

Als Folge einer Wechselwirkung zwischen einem Elektron und einem Restgasmolekül kann ebenfalls ein Elektron in den ET44 gestreut werden. Die Rate, mit der dieser Prozess auftritt, ist jedoch sehr gering und kann daher vernachlässigt werden. Sie kann mit Hilfe von Elektron Pilotpaketen abgeschätzt werden.

Weiterhin wird gefordert, dass die nach der Methode von Jacquet-Blondel [24] rekonstruierte Inelastizität

$$y_h = \frac{1}{2 \cdot E_e} \sum_{\mathrm{Hadronen}} (E - p_z c) \tag{5.6}$$

geringer als 0.25 ist. E_e ist die Strahlenergie der Elektronen. Summiert wird hierbei über alle Hadronen im Endzustand, d.h. in diesem Fall über alle Teilchen mit Ausnahme des gestreuten Elektrons. Bei der Rekonstruktion des hadronischen Endzustandes werden Spuren und Cluster berücksichtigt, wobei untersucht wird, ob Spuren Cluster zugeordnet werden können. Ist dies der Fall, so wird die Messung bei der Berechnung der Größe y_h herangezogen, die eine größere Genauigkeit aufweist. Es werden z.B. Spuren mit einem Transversalimpuls, der größer als 8 GeV/c ist, nicht berücksichtigt, da die Energie in diesem Fall mit dem Kalorimeter genauer bestimmt werden kann. Der Vorteil dieser Methode besteht darin, dass die Inelastizität auch ohne den Nachweis des gestreuten Elektron rekonstruiert werden kann und man somit in der Lage ist, den sichtbaren Bereich unabhängig vom ET44 einzugrenzen. Der Verlauf der Inelastizität y_h ist in Abbildung 5.7 dargestellt. Abbildung 5.6 zeigt die Auflösung $(y_h - y_{gen})/y_{gen}$ dieser Größe. Zur Ermittlung der Breite wurde der Verteilung eine Normalverteilung angepasst. Es zeigt sich, dass die Auflösung ausreichend gut ist.

In Tabelle 5.3 werden die beiden Schnitte zusammenfassend dargestellt, die zur Bereinigung des Photoproduktions-Datensatzes dienen.

Die Abbildung 5.8 zeigt die mit dem Subtrigger 84 ausgewählten Ereignisse innerhalb des oben angegebenen sichtbaren Bereichs und den aufgeführten Selektionskriterien. Die Anpassung der Massendifferenz-Verteilung erfolgte mit der Funktion 4.5, wobei hier die Parameter μ, σ und U_{cor} festgehalten wurden.

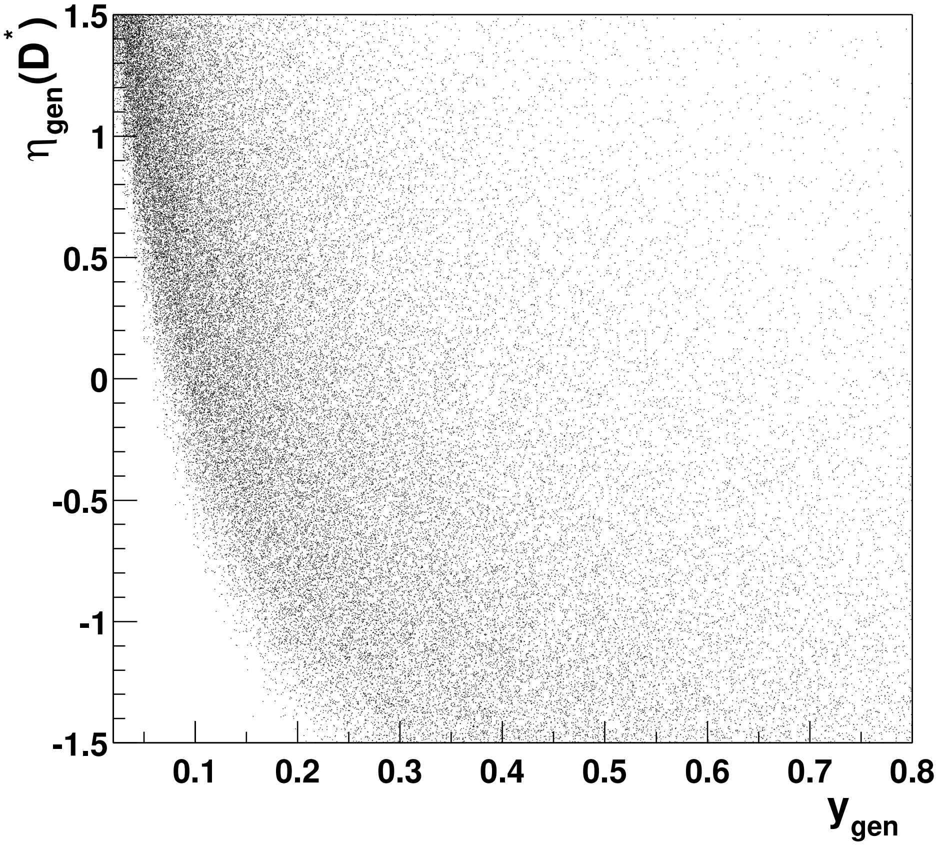


Abbildung 5.5: *Korrelation zwischen den Größen η und y (Monte Carlo). Dargestellt sind nur Ereignisse mit $p_t(D^*)\ > 2$ GeV/c.*

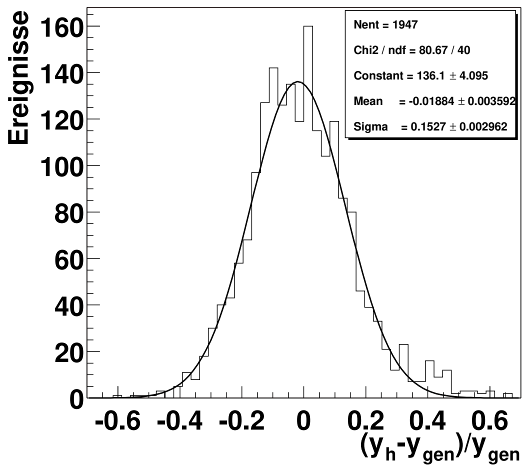


Abbildung 5.6: *Auflösung der der Größe y_h für den Bereich $0.035 < y_{gen} < 0.25$ und $Q^2 < 0.009$ (GeV/c)^2. Der Verteilung wurde eine Normalverteilung angepasst.*

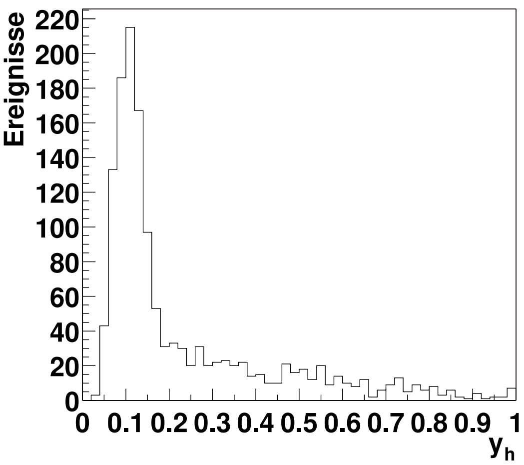


Abbildung 5.7: *y_h-Verteilung für Ereignisse, die mit dem Subtrigger 84 getriggert wurden, nachdem Bremsstrahlungsereignisse ausgeschlossen wurden.*

Selektionskriterium	Wert
Summe der Energien im Veto-Zähler und im Photondetektor	< 1.5 GeV
Inelastizität y_h (Jacquet-Blondel)	< 0.25

Tabelle 5.3: *Selektionskriterien zur Bereinigung des Photoproduktions-Datensatzes (ET44).*

5.2.3 Rekonstruktions- und Triggereffizienz

Um aus der ermittelten Anzahl der D^*-Mesonen nun mit Gleichung 5.1 den sichtbaren Wirkungsquerschnitt berechnen zu können, wurden die Rekonstruktionseffizienz und die Triggereffizienz nach Gleichungen 5.2 bzw. 5.3 bestimmt. Dies erfolgte auf der Basis des Monte Carlo Datensatzes, der nur direkte Prozesse enthält. Für die hadronische Komponente ergeben sich nur leicht abweichende Rekonstruktionseffizienzen. Die relative Abweichung zwischen den Rekonstruktionseffizienzen beträgt maximal 2% und kann daher vernachlässigt werden. Ausserdem stellt der direkte Prozeß den dominierenden Anteil dar, wie später bei der Besprechung des Wirkungsquerschnittes deutlich wird. Für den Prozess der Charm-Anregung liegen keine simulierten und rekonstruierten Ereignisse vor, sodass für diesen Prozess keine Rekonstruktions- und Triggereffizienzen bestimmt werden können. Es wird jedoch angenommen, dass sie nicht wesentlich von den hier angegebenen Effizienzen abweichen.

Die Ergebnisse werden in Tabelle 5.4 und 5.5 dargestellt. Weiterhin sind auch die Effizienzen für verschiedene Bereiche des p_t- und η-Spektrums der D^*-Mesonen und die jeweiligen relativen statistischen Fehler angegeben. Dies ist für die Berechnung von differentiellen Wirkungsquerschnitten erforderlich. Die relativen statistischen Fehler wurden anhand folgender Gleichungen bestimmt:

$$\sigma_{\epsilon_{rec}} = \sqrt{\frac{\epsilon_{rec}(1-\epsilon_{rec})}{N_{gen}}} \approx \frac{\sqrt{N_{rec}}}{N_{gen}} \tag{5.7}$$

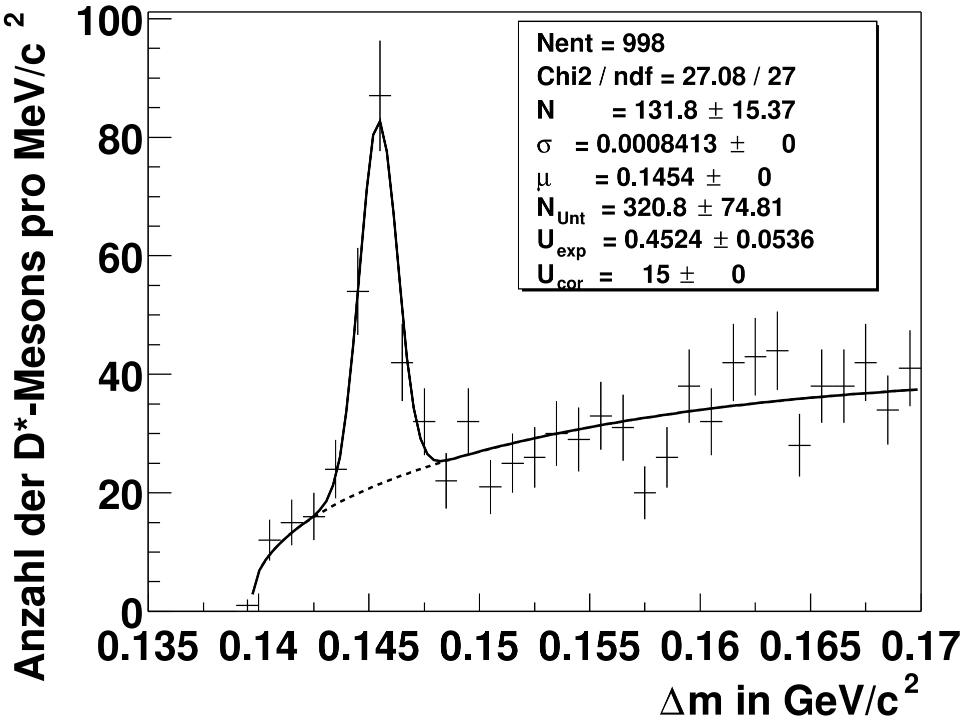


Abbildung 5.8: *Mit dem Subtrigger 84 selektierte Photoproduktionsereignisse. Angewandt wurden die in den Tabellen 4.2, 4.3 und 5.3 angegebenen Selektionskriterien.*

$$\sigma_{\epsilon_{trig}} = \sqrt{\frac{\epsilon_{trig}(1 - \epsilon_{trig})}{N_{rec}}} \tag{5.8}$$

N_{gen} ist dabei die Anzahl der generierten und N_{rec} die Anzahl der rekonstruierten D^*-Mesonen.

Im Vergleich zum goldenen Zerfallskanal erhält man wesentlich geringere Rekonstruktionseffizienzen. Der Hauptursache hierfür liegt darin, dass ein Großteil der K_S^0-Mesonen in der Nähe des primären Vertex zerfällt. Dieser Bereich wird jedoch wegen des hohen Untergrundes ausgeschlossen. Zum direkten Vergleich des goldenen Zerfallskanals mit dem in dieser Analyse verwendeten Zerfall, sind in Tabelle 5.6 die Rekonstruktionseffizienzen und die Anzahl der D^*-Mesonen gegenübergestellt [25]. Die Angaben gelten für die in dieser Analyse definierten sichtbaren Bereiche.

5.2.4 Mittlere Akzeptanzen der Elektrondetektoren

Die Akzeptanzen der beiden Elektrondetektoren werden bei der Berechnung des Wirkungsquerschnittes berücksichtigt, indem mittlere Akzeptanzen ermittelt werden, die dann in die Formel für den Wirkungsquerschnitt eingehen. Im Fall des ET33 wird dabei jedes Monte Carlo Ereignis mit der runabhängigen Akzeptanz gewichtet. Für den ET44 wird eine über alle Runs gemittelte luminositätsgewichtete Akzeptanzkurve ermittelt, mit der dann Monte Carlo Ereignisse gewichtet werden.

ET33			
Bereich	$\epsilon_{\mathbf{rec}}$ in %	$\epsilon_{\mathbf{trig}}$ in %	$\bar{\mathcal{A}}_{\mathbf{ET33}}$ in %
sichtbarer Bereich	6.78 (3.2)	95.88 (0.7)	33.53 (3.8)
2.5 GeV/c $< p_t <$ 3.5 GeV/c	4.54 (5.0)	96.07 (1.0)	33.57 (6.0)
3.5 GeV/c $< p_t <$ 4.5 GeV/c	9.81 (5.6)	94.48 (1.4)	33.74 (6.8)
4.5 GeV/c $< p_t <$ 6.5 GeV/c	10.84 (7.0)	96.69 (1.4)	33.20 (8.5)
-1.5 $< \eta <$ -0.75	5.74 (5.3)	93.82 (1.4)	36.80 (6.1)
-0.75 $< \eta <$ 0.0	7.08 (5.5)	96.75 (1.0)	33.28 (7.6)
0.0 $< \eta <$ 1.5	8.22 (5.8)	97.45 (1.0)	29.91 (7.1)

Tabelle 5.4: *Zusammenstellung der Rekonstruktions- und Triggereffizienzen sowie der mittleren Akzeptanzen für den ET33 (direkte Komponente). In Klammern sind die relativen statistischen Fehler in Prozent angegeben.*

ET44			
Bereich	$\epsilon_{\mathbf{rec}}$ in %	$\epsilon_{\mathbf{trig}}$ in %	$\bar{\mathcal{A}}_{\mathbf{ET44}}$ in %
sichtbarer Bereich	4.41 (2.6)	89.59 (0.9)	32.43 (3.7)
2.0 GeV/c $< p_t <$ 3.0 GeV/c	2.70 (4.0)	87.52 (1.5)	32.76 (5.6)
3.0 GeV/c $< p_t <$ 4.0 GeV/c	7.41 (4.6)	91.44 (1.5)	31.12 (6.6)
4.0 GeV/c $< p_t <$ 6.0 GeV/c	11.68 (5.4)	90.76 (1.8)	34.60 (8.2)
6.0 GeV/c $< p_t <$ 9.0 GeV/c	8.17 (16.7)	90.91 (5.5)	27.75 (25.4)
-0.5 $< \eta <$ 0.0	3.86 (6.2)	89.88 (2.1)	17.17 (11.0)
0.0 $< \eta <$ 0.5	4.65 (5.1)	88.56 (1.9)	34.51 (7.9)
0.5 $< \eta <$ 1.0	5.12 (4.6)	90.59 (1.5)	37.40 (6.1)
1.0 $< \eta <$ 1.5	3.84 (5.5)	89.13 (1.9)	34.69 (8.3)

Tabelle 5.5: *Zusammenstellung der Rekonstruktions- und Triggereffizienzen sowie der mittleren Akzeptanzen für den ET44 (direkte Komponente). In Klammern sind die relativen statistischen Fehler in Prozent angegeben.*

	ET33		**ET44**	
Zerfallskanal	N(D^*)	ϵ_{rec} in %	N(D^*)	ϵ_{rec} in %
$K^-\pi^+$	1113 ± 75	56.8	1060 ± 58	52.5
$K^0_S\pi^+\pi^-$	78 ± 19	6.78	132 ± 15	4.41

Tabelle 5.6: *Vergleich des goldenen Zerfallskanals mit dem in dieser Analyse verwendeten Zerfall.*

5.2.4.1 Mittlere Akzeptanz des ET33

Bei der Detektorsimulation werden Änderungen in der Strahloptik nicht berücksichtigt. Dies muss daher nachträglich im Rahmen der Analyse geschehen. Hierbei wird ausgenutzt, dass den Ereignissen während der Detektorsimulation Run- und Event-Nummern, die auch in den Daten auftreten, zugeordnet werden. Hierzu werden in den Daten Run-Bereiche definiert, innerhalb derer die Strahlparameter nahezu konstant sind. Den Monte Carlo Ereignissen werden dann für die einzelnen Bereiche repräsentative Run- und Event-Nummer gegeben, wobei die Aufteilung so geschieht, dass die Luminosität, die auf die einzelnen Bereiche entfällt, der Verteilung der Luminosität in den Daten entspricht. Da bei diesem Verfahren keine Prescale-Faktoren berücksichtigt werden können, muss gefordert werden, dass sie für alle Bereiche nahezu gleich sind. Dies ist für den Subtrigger 83 gut erfüllt. Für den überwiegenden Zeitraum betrug der Prescale-Faktor eins, wie man Tabelle 5.2 entnehmen kann. Lediglich in Zeiten, in denen die Restgaskonzentration im Strahlrohr hoch war und es daher zu einer vermehrten Anzahl von Untergrundereignissen kam und direkt nach Füllungen wurde der Prescale-Faktor hochgesetzt. Eine Berücksichtigung der Prescale-Faktoren während der Simulation wäre zu aufwendig, da für jeden Subtrigger ein eigener Monte Carlo Datensatz simuliert und rekonstruiert werden müsste.

Die Akzeptanzeffekte werden in dieser Analyse berücksichtigt, indem eine mittlere Akzeptanz aus dem Monte Carlo Datensatz wie folgt berechnet wird:

$$\bar{\mathcal{A}}_{ET33} = \frac{\sum\limits_{\mathrm{N_{rec+trig}}} \mathcal{A}_{ET33}(\mathrm{y_{gen}}, \mathrm{Runnummer})}{N_{\mathrm{rec+trig}}} \tag{5.9}$$

$\mathrm{N_{rec+trig}}$ gibt die Anzahl der rekonstruierten und getriggerten Ereignisse an und $\mathcal{A}_{ET33}(\mathrm{y_{gen}}, \mathrm{Runnummer})$ die Akzeptanz in Abhängigkeit der Inelastizität y, wobei die Parametrisierung der Akzeptanzkurve verwendet wird, die für die angegebene Runnummer gültig ist. Die so definierte mittlere Akzeptanz tritt bei der Berechnung des Wirkungsquerschnittes als zusätzlicher Faktor im Nenner der Gleichung 5.1 auf. In Tabelle 5.4 sind die ermittelten Akzeptanzen aufgelistet. Der statistische Fehler wurde anhand folgender Gleichung ermittelt:

$$\sigma^2_{\bar{\mathcal{A}}} = \sum_{\mathrm{N_{rec+trig}}} \left(\frac{A_{ET33}}{N_{rec+trig}} \right)^2 \tag{5.10}$$

Eine weitere Möglichkeit, die Akzeptanz des Elektrondetektors zu berücksichtigen, läge darin, die Daten mit der Akzeptanz zu gewichten. Hiervon wird jedoch Abstand genommen, da die Parametrisierung der Akzeptanzkurve für wahre y-Werte berechnet wurde, die nur für Monte Carlo Ereignisse bekannt sind.

5.2.4.2 Mittlere Akzeptanz des ET44

Wie man Tabelle 5.2 entnehmen kann, galten für den Subtrigger 84 in den Jahren 1999 und 2000 unterschiedliche mittlere Prescale-Faktoren. Die Verteilung der Luminosität auf die einzelnen Run-Bereiche entspricht daher nicht der Verteilung in den Daten. Aus diesem Grund werden die Monte Carlo Ereignisse mit einer über alle Run-Perioden gemittelten Akzeptanz

$$\mathcal{A}(\mathrm{y}) = \frac{\sum\limits_{\mathrm{Runs}} \mathcal{L} \cdot \mathcal{A}(\mathrm{y, Run})}{\sum\limits_{\mathrm{Runs}} \mathcal{L}} \tag{5.11}$$

Fehlerquelle	**relativer systematischer Fehler**
Luminositätsmessung	1.5 %
Verzweigungsverhältnis	5.9 %
mittlere Akzeptanz	5 % (ET33) , 6 % (ET44)
Anpassungsrechnung	5 %
Rekonstruktionseffizienz	15 %
Triggereffizienz	1 %
gesamter systematischer Fehler	18 %

Tabelle 5.7: *Zusammenstellung der relativen systematischen Fehler.*

gewichtet. Der Verlauf der über alle Run-Perioden gemittelten Akzeptanz ist in Abbildung 5.3 dargestellt. Die mittlere Akzeptanz, die in die Formel für den Wirkungsquerschnitt eingeht, ist dann wie folgt definiert:

$$\bar{\mathcal{A}}_{ET44} = \frac{\sum\limits_{\mathrm{N_{rec+trig}}} \mathcal{A}(\mathrm{y})}{N_{\mathrm{rec+trig}}}. \tag{5.12}$$

In Tabelle 5.5 sind die mittleren Akzeptanzen $\bar{\mathcal{A}}_{ET44}$ für den sichtbaren Bereich und für verschiedene Intervalle des Transversalimpulses und der Pseudorapidität des D^*-Mesons dargestellt.

5.2.5 Zusammenstellung der systematischen Fehler

Bis auf den statistischen Fehler der Anzahl der D^*-Mesonen aus der Anpassungsrechnung werden in dieser Analyse alle Unsicherheiten zu den systematischen Fehlern gezählt. In Tabelle 5.7 sind die relativen Unsicherheiten aufgelistet, die hier berücksichtigt werden. Das Quadrat des gesamten relativen systematischen Fehlers ergibt sich aus der Summe der Quadrate der einzelnen systematischen relativen Fehler. Im Folgenden werden die einzelnen Unsicherheiten erläutert.

Die Unsicherheit in der Luminositätsmessung wurde bereits erwähnt und der relative Fehler des Verzweigungsverhältnisses kann [1] entnommen werden.

Zur Abschätzung der Größenordnung des systematischen Fehlers der mittleren Akzeptanz des ET33 werden die Unterschiede zwischen den einzelnen Akzeptanzkurven, wie sie in Abbildung 5.2 dargestellt werden, herangezogen. Die Angabe eines Fehlers von 3 % erscheint sinnvoll. Dieser Wert stimmt mit dem in [27] angebenen überein. Zusammen mit dem in Tabelle 5.4 aufgeführten Fehler, der aus der begrenzten Monte Carlo Statistik folgt, ergibt sich eine Unsicherheit von 5%. Für den ET44 wurde in [29] ein systematischer Fehler von 6% angegeben, der hauptsächlich daraus resultiert, dass die Position des Elektrondetektors nur mit einer Genauigkeit von etwa 0.5 mm bekannt ist.

Die Parameter μ, σ, U_{exp} und U_{cor} der Funktion 4.5, die durch eine Anpassung an die inklusive Massendifferenz-Verteilung ermittelt wurden, wurden innerhalb ihrer Fehlergrenzen variiert, um den Fehler der hier angewandten Methode zur Bestimmung der Anzahl der D^*-Mesonen abzuschätzen. Im Mittel ergab sich eine Abweichung von 5%. Dieser Wert ist in Tabelle 5.7 aufgeführt.

Für die Rekonstruktion einer einzelnen Spur wird ein sytematischer Fehler von 3 % angenommen. Es ergibt sich dann bei maximaler Korrelation ein gesamter systematischer Fehler von 15 %, da die Rekonstruktion des D^*-Mesons aus fünf Spuren erfolgt.

ET33	
sichtbarer Bereich	**sichtbarer Wirkungsquerschnitt**
$-1.5 < \eta(D^*) < 1.5$; $p_t(D^*) > 2$ GeV/c $Q^2 < 0.01$ (GeV/c)^2 ; $0.28 < y < 0.68$ (167 GeV $< W_{\gamma p} <$ 261 GeV)	$(6.51 \pm 0.49 \pm 0.72)$ nb [5]
ET44	
sichtbarer Bereich	**sichtbarer Wirkungsquerschnitt**
$-1.5 < \eta(D^*) < 1.5$; $p_t(D^*) > 1.8$ GeV/c $Q^2 < 0.009$ (GeV/c)^2 ; $0.04 < y < 0.24$ (60 GeV $< W_{\gamma p} <$ 147 GeV)	$(30.55 \pm 5.46 \pm^{4.83}_{3.96})$ nb [30]

Tabelle 5.8: *Photoproduktions-Wirkungsquerschnitte. Angegeben sind die Ergebnisse anderer Analysen mit vergleichbarem sichtbaren Bereich.*

Vergleicht man die Triggereffizienz, die sich aus den Daten ergibt, mit der, die die Detektorsimulation liefert, so stellt man eine Abweichung von ca. 1 % fest, die nicht statistisch erklärt werden kann. Diese Abweichung wird hier als systematischer Fehler angenommen.

Es ergibt sich damit ein gesamter systematischer Fehler von 18 %. Der dominierende systematische Fehler ist der Fehler der Rekonstruktionseffizienz, der hier nur grob abgeschätzt wurde.

5.2.6 Wirkungsquerschnitte

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse für die Wirkungsquerschnitte angegeben und mit theoretischen Vorhersagen und Ergebnissen früherer Messungen verglichen.

5.2.6.1 Der sichtbare Wirkungsquerschnitt $\sigma_{vis}(ep \to eD^*X)$

Nach der Bestimmung der Effizienzen und Unsicherheiten können nun die Resultate für die sichtbaren Wirkungsquerschnitte in zwei verschiedenen Bereichen der Photon-Proton-Schwerpunktsenergie angegeben werden:

$$159 \text{ GeV} < W_{\gamma p} < 262 \text{ GeV}: \quad \sigma_{vis}(ep \to eD^*X) = (4.90 \pm 1.23 \pm 0.88) \text{ nb}$$

$$60 \text{ GeV} < W_{\gamma p} < 159 \text{ GeV}: \quad \sigma_{vis}(ep \to eD^*X) = (39.31 \pm 5.17 \pm 7.08) \text{ nb}$$

Der erste Fehler gibt dabei die statistische Unsicherheit und der zweite den gesamten systematischen Fehler an.

Ein Vergleich mit früheren Messungen zeigt, dass die Wirkungsquerschnitte in der erwarteten Größenordnung liegen. In Tabelle 5.8 sind die Ergebnisse zweier Analysen dargestellt, in denen Wirkungsquerschnitte für die Produktion von D^*-Mesonen in einem vergleichbaren sichtbaren Bereich gemessen wurden.

In Tabelle 5.9 sind die Wirkungsquerschnitte angegeben, die sich für die verschiedenen Prozesse aus den Monte Carlo Rechnungen ergeben. Der direkte Prozeß und der Prozeß der Charm-Anregung im Photon liefern demnach die größten Beiträge zum Wirkungsquerschnitt. Der gesamte Monte Carlo Wirkungsquerschnitt ergibt sich aus der Summe der drei Beiträge. Die Summe ist ebenfalls in Tabelle 5.9 angegeben.

Zur Beschreibung der Partondichte im Proton bzw. im Photon wurde die Parametrisierung *CTEQ 5L* bzw. *GRV-G LO* verwendet. Weiterhin wurde in den Rechnungen eine c-Quark Masse von 1.5

Prozess	σ_{vis}^{MC} **(ET33)**	σ_{vis}^{MC} **(ET44)**
direkt	4.84 nb	11.21 nb
hadronisch	0.31 nb	0.38 nb
Charm-Anregung	5.71 nb	9.63 nb
$\sum$	10.85 nb	21.21 nb

Tabelle 5.9: *Sichtbare Wirkungsquerschnitte für verschiedene physikalische Prozesse, wie sie sich aus den Monte Carlo Simulationsrechnungen ergeben.*

GeV/c^2 verwendet. Die Fragmentation wurde mit dem Peterson Fragmentationsmodell beschrieben, wobei ϵ_c= 0.078 gesetzt wurde. ϵ_c ist ein Parameter der Funktion, die im Peterson Fragmentationsmodell angibt, welchen Impulsanteil vom c-Quark das produzierte D^*-Meson trägt. Der Monte Carlo Wirkungsquerschnitt hängt stark von der Wahl dieser Parameter ab. So führen z.B. geringere c-Quark Massen zu höheren Wirkungsquerschnitten. Um einen aussagekräftigeren Vergleich zwischen Theorie und Experiment anstellen zu können, müssen mehrere NLO-Rechnungen mit jeweils anderen Werten für die Parameter angestellt werden. Hierdurch ist es möglich, auch die theoretischen Unsicherheiten zu beurteilen. Dies geschieht im nächsten Abschnitt, in dem die Ergebnisse für die differentiellen Wirkungquerschnitte vorgestellt werden.

Mit Hinblick auf den mit dem ET33 gemessenen Wirkungsquerschnitt läßt sich der in Tabelle 5.9 angegebene hohe Beitrag zum Wirkungsquerschnitt durch den Prozess der Charm-Anregung trotz der theoretischen Unsicherheiten ausschließen. Der mit dem ET33 gemessene Wirkungsquerschnitt stimmt innerhalb der Fehler gut mit dem Wirkungsquerschnitt überein, der sich nur bei Berücksichtigung direkter Prozesse in führender Ordnung der Störungsrechnung ergibt. Prozesse höherer Ordnung wurden bei der Berechnung durch das Parton Schauer Modell einbezogen.

Der mit dem ET44 gemessene Wirkungsquerschnitt liegt weit oberhalb der theoretischen Vorhersagen. Dies wird sich auch im nächsten Abschnitt bei der Besprechnung der differentiellen Wirkungsquerschnitte zeigen. Es muss daher überprüft werden, ob die Akzeptanz des ET44 richtig beschrieben wird. Dies kann z.B. geschehen, indem die Inelastizität y nach der Methode von Jacquet-Blondel berechnet wird und so der Datensatz in mehrere Intervalle der Photon-Proton Schwerpunktsenergie $W_{\gamma p}$ eingeteilt werden kann. Ein Vergleich der gemessenen Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von $W_{\gamma p}$ mit den theoretischen Vorhersagen erlaubt Rückschlüsse darauf, ob in einzelnen Bereichen die Akzeptanz falsch beschrieben wird. Für diese Untersuchungen eignet sich jedoch der sogenannte goldene Zerfallskanal besser, da die zur Verfügung stehende Datenmenge größer ist und damit die statistischen Fehler kleiner sind. Weiterhin müssen Anstrengungen unternommen werden, die Genauigkeit zu verbessern, mit der die Größe y nach der Methode von Jacquet-Blondel berechnet werden kann. Eine wichtige Rolle spielt hierbei, wie vorgegangen wird, um Spuren Energiedepositionen im Kalorimeter zuzuordnen.

Weiterhin muss untersucht werden, ob es neben den Bremsstrahlungsereignissen noch weitere Ereignisse gibt, die ein Signal im ET44 hervorufen und gemeinsam mit einem D^*-Ereignis auftreten können, da hierdurch das D^*-Meson einem falschen kinematischen Bereich zugeordnet werden kann.

5.2.6.2 Differentielle Wirkungsquerschnitte

Die differentiellen Wirkungsquerschnitte werden ermittelt, indem der gesamte Datensatz in mehrere p_t- bzw. η-Bereiche eingeteilt wird. Den jeweiligen Massendifferenz-Verteilungen wird die Funktion 4.5 angepasst, wobei nur die Normierung des Signals und des Untergrundes als freie

Parameter dienen. Die Massendifferenz-Verteilungen sind im Anhang abgebildet. Die Abbildungen 5.9 und 5.10 bzw. 5.15 und 5.16 zeigen die Verteilung der D^*-Mesonen in den einzelnen p_t- und η-Intervalle für den ET33 bzw. den ET44. Zusammen mit den berechneten Effizienzen für die einzelnen Intervalle (s. Abbildungen 5.11 und 5.12 (ET33) bzw. 5.17 und 5.18 (ET44)) ergeben sich die in den Abbildungen 5.13 und 5.14 bzw. 5.19 und 5.20 dargestellten differentiellen Wirkungsquerschnitte. Gezeigt werden nur die statistischen Fehler, da diese dominieren.

Ebenfalls dargestellt sind die Ergebnisse von NLO-Rechnungen, die mit dem Programm $FMNR$ [31] durchgeführt wurden. Die schattierten Bereiche stellen dar, in welchem Maße sich die Wirkungsquerschnitte ändern, wenn die Masse des c-Quarks und der Parameter ϵ_c bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte variiert werden. Die Masse des c-Quarks wurde dabei zwischen 1.0 und 1.4 GeV/c^2 und der Parameter ϵ_c zwischen 0.01 und 0.06 variiert. In den NLO-Rechnungen wurden nur direkte Prozesse berücksichtigt. Weiterhin wurde für die Gluondichte im Proton die Parametrisierung $CTEQ5D$ verwendet. Während sich beim ET33 eine gute Übereinstimmung mit den Messergebnissen zeigt, stellt man im Fall des ET44 signifikante Abweichungen fest. Insgesamt liegen die gemessenen Wirkungsquerschnitte weit oberhalb der theoretischen Vorhersagen.

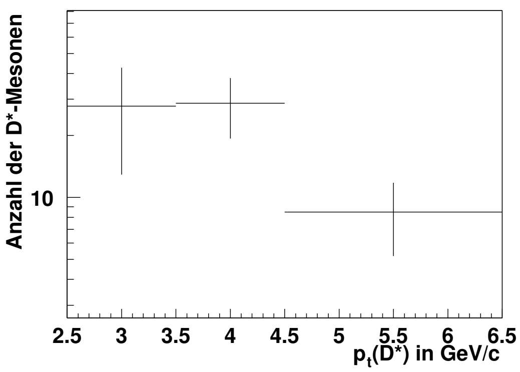


Abbildung 5.9: *Anzahl der D^*-Mesonen für verschiedene Intervalle des Transversalimpulses der D^*-Mesonen (ET33).*

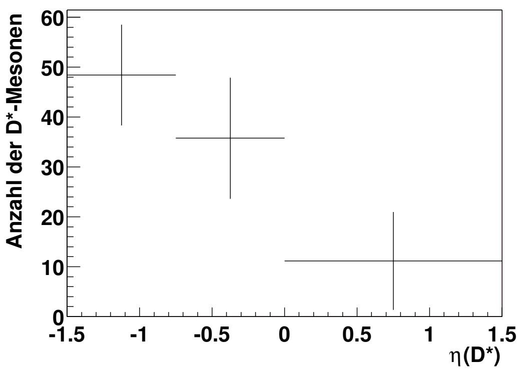


Abbildung 5.10: *Anzahl der D^*-Mesonen für verschiedene Intervalle der Pseudorapidität der D^*-Mesonen (ET33).*

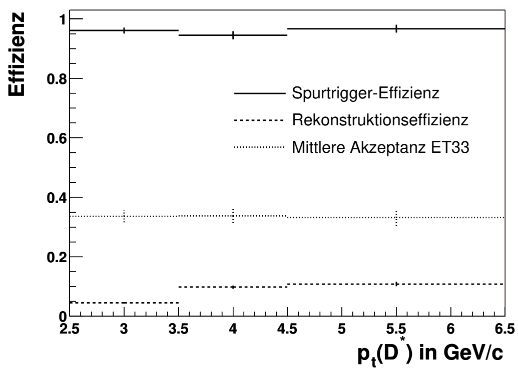


Abbildung 5.11: *Effizienzen für verschiedene Intervalle des Transversalimpulses der D^*-Mesonen (ET33).*

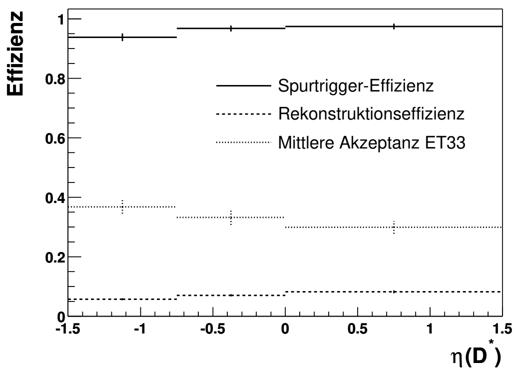


Abbildung 5.12: *Effizienzen für verschiedene Intervalle der Pseudorapidität der D^*-Mesonen (ET33).*

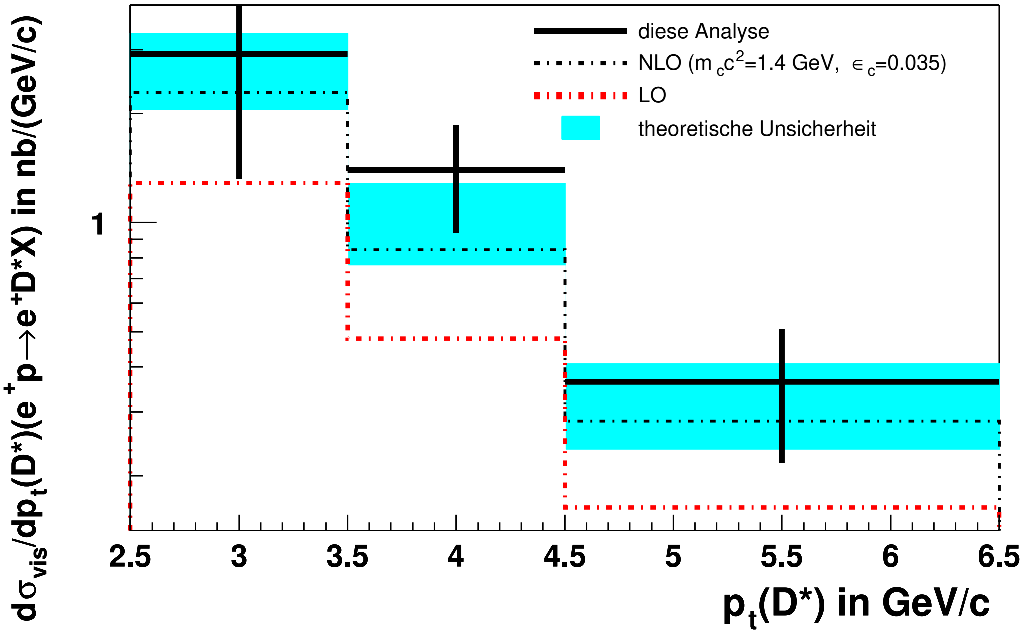


Abbildung 5.13: *Sichtbarer Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit des Transversalimpulses der D^*-Mesonen (ET33).*

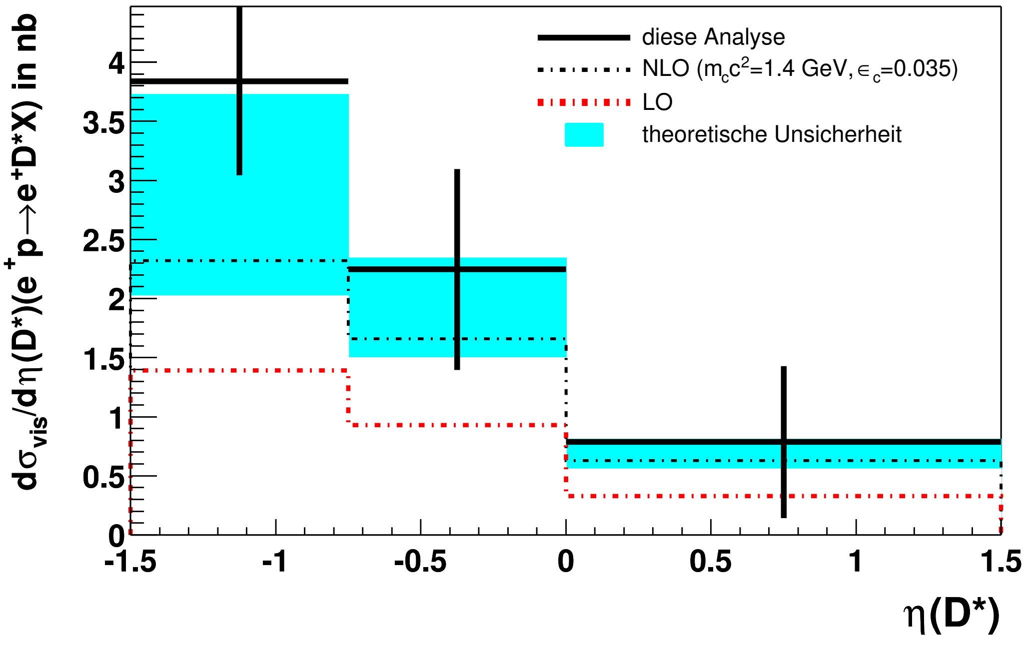


Abbildung 5.14: *Sichtbarer Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit der Pseudorapidität der D^*-Mesonen (ET33).*

ET33		
p_t- bzw. η-Intervall	**D^*-Mesonen**	**Wirkungsquerschnitt**
2.5 GeV/c $< p_t <$ 3.5 GeV/c	27.86 ± 15.3	(2.92 ± 1.6 ± 0.6) nb/(GeV/c)
3.5 GeV/c $< p_t <$ 4.5 GeV/c	29.21 ± 9.6	(1.40 ± 0.5 ± 0.1) nb/(GeV/c)
4.5 GeV/c $< p_t <$ 6.5 GeV/c	8.32 ± 3.3	(0.36 ± 0.1 ± 0.0) nb/(GeV/c)
-1.50 $< \eta <$ -0.75	50.40 ± 10.4	(3.84 ± 0.8 ± 0.3) nb
-0.75 $< \eta <$ 0.00	32.70 ± 12.4	(2.25 ± 0.9 ± 0.2) nb
0.00 $< \eta <$ 1.50	12.40 ± 10.2	(0.79 ± 0.6 ± 0.1) nb

Tabelle 5.10: *Differentielle Wirkungsquerschnitte (ET33). Angegeben sind statistische und systematische Fehler.*

ET44		
p_t- bzw. η-Intervall	**D^*-Mesonen**	**Wirkungsquerschnitt**
2.0 GeV/c $< p_t <$ 3.0 GeV/c	38.71 ± 9.5	(19.11 ± 4.7 ± 3.7) nb/(GeV/c)
3.0 GeV/c $< p_t <$ 4.0 GeV/c	40.42 ± 8.0	(7.32 ± 1.4 ± 0.6) nb/(GeV/c)
4.0 GeV/c $< p_t <$ 6.0 GeV/c	18.91 ± 3.4	(1.97 ± 0.4 ± 0.2) nb/(GeV/c)
6.0 GeV/c $< p_t <$ 9.0 GeV/c	4.87 ± 1.4	(0.90 ± 0.3 ± 0.3) nb/(GeV/c)
-0.5 $< \eta <$ 0.0	30.93 ± 8.8	(19.82 ± 5.6 ± 2.6) nb
0.0 $< \eta <$ 0.5	48.31 ± 11.7	(13.00 ± 3.1 ± 1.2) nb
0.5 $< \eta <$ 1.0	103.76 ± 18.1	(22.85 ± 4.0 ± 1.8) nb
1.0 $< \eta <$ 1.5	78.18 ± 17.9	(25.14 ± 5.8 ± 2.5) nb

Tabelle 5.11: *Differentielle Wirkungsquerschnitte (ET44). Angegeben sind statistische und systematische Fehler.*

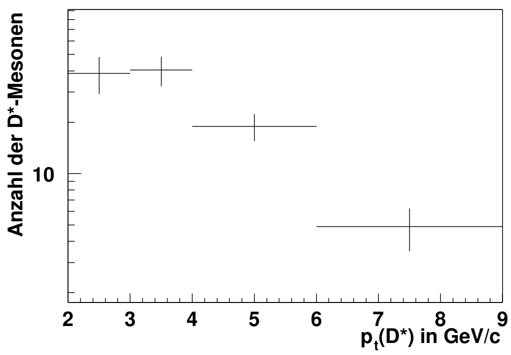


Abbildung 5.15: *Anzahl der D^*-Mesonen für verschiedene Intervalle des Transversalimpulses der D^*-Mesonen (ET44).*

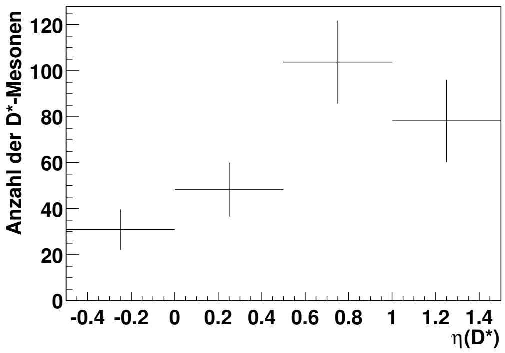


Abbildung 5.16: *Anzahl der D^*-Mesonen für verschiedene Intervalle der Pseudorapidität der D^*-Mesonen (ET44).*

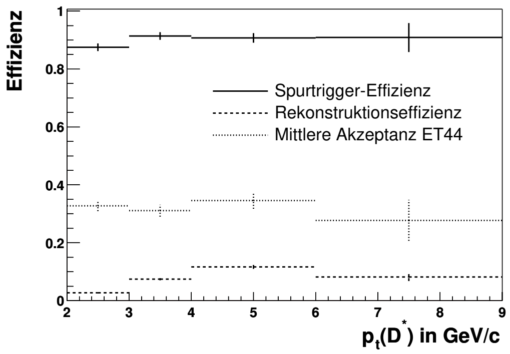


Abbildung 5.17: *Effizienzen für verschiedene Intervalle des Transversalimpulses der D^*-Mesonen (ET44).*

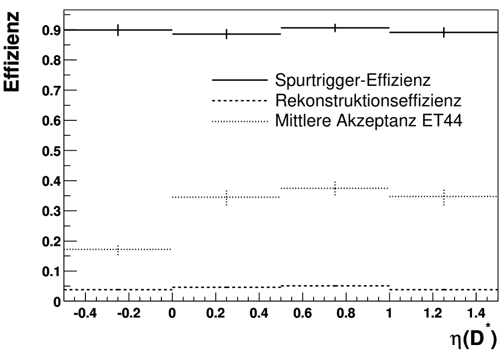


Abbildung 5.18: *Effizienzen für verschiedene Intervalle der Pseudorapidität der D^*-Mesonen (ET44).*

5.2.6.3 Der totale c$\bar{\text{c}}$-Wirkungsquerschnitt $\sigma(ep \to c\bar{c}X)$

Die Berechnung des totalen Wirkungsquerschnittes erfolgt durch Extrapolation des sichtbaren Wirkungsquerschnittes auf den gesamten kinematischen Bereich ($Q^2 < 1$ (GeV/c)^2). Hierzu wurde aus dem Monte Carlo Datensatz die Akzeptanz gemäß

$$\mathcal{A} = \frac{N_{D^*}^{gen}\big|_{\mathcal{A}}}{N_{D^*}^{gen}} \tag{5.13}$$

bestimmt. Für den ET33 ergibt sich der folgende Wert:

$$\mathcal{A} = 0.975\ \%\ \text{(ET33)}.$$

Der statistische Fehler der Akzeptanz wird hier vernachlässigt, da er geringer als 1 % ist. Die Abschätzung des systematischen Fehlers kann durch die Variation der Parameter des physikalischen Modells, das der Generierung zugrunde liegt, bestimmt werden. Als Beispiele seien hier die Masse des c-Quarks und die Parametrisierung der Partondichtefunktion im Proton angeführt. Im Rahmen dieser Analyse wurde jedoch kein systematischer Fehler für die Akzeptanz ermittelt.

Bei der Berechnung des Wirkungsquerschnitts für die $c\bar{c}$-Produktion muss die Wahrscheinlichkeit berücksichtigt werden, mit der ein c-Quark in ein D^{*+}-Meson fragmentiert. In e^+e^--Streu-

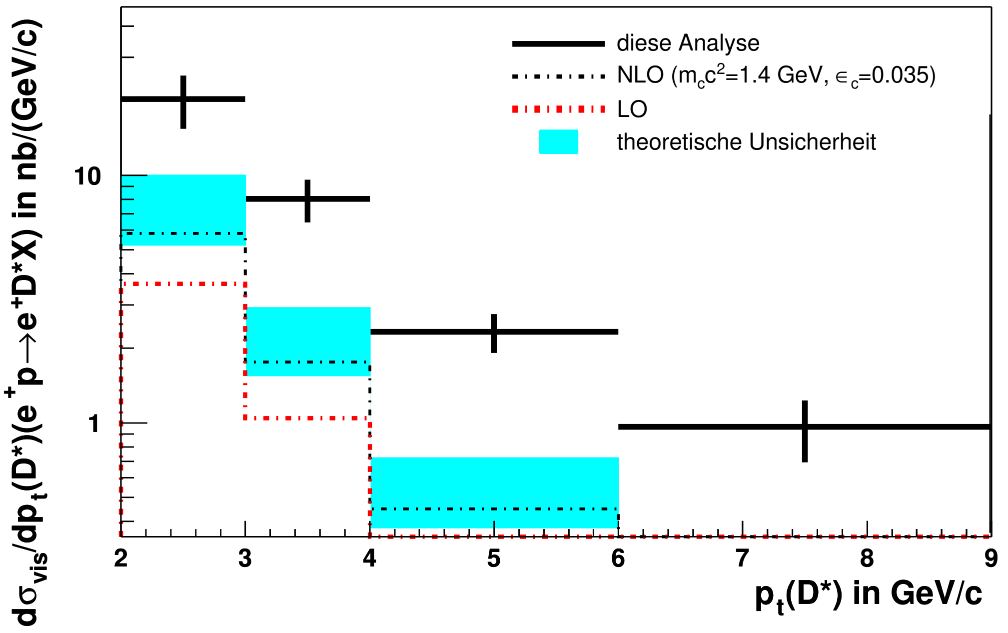


Abbildung 5.19: *Sichtbarer Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit des Transversalimpulses der D^*-Mesonen (ET44).*

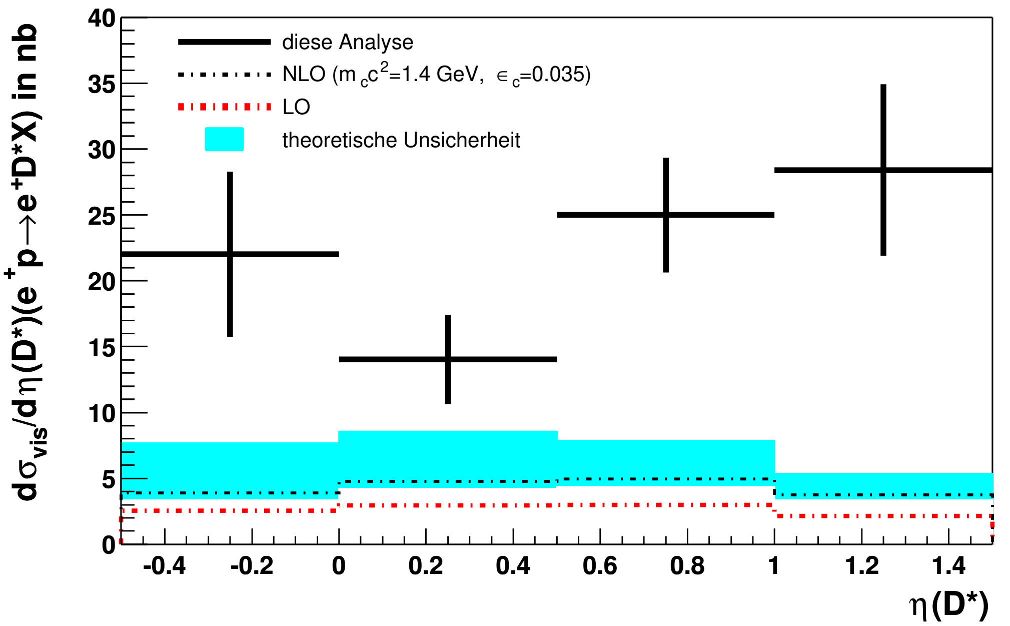


Abbildung 5.20: *Sichtbarer Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit der Pseudorapidität der D^*-Mesonen (ET44).*

experimenten wurde der folgende Wert ermittelt [28]:

$$f(c \rightarrow D^{*+}) = \ 0.235 \ \pm \ 0.007.$$

Der totale $c\bar{c}$-Wirkungsquerschnitt in Photoproduktion kann über

$$\sigma(ep \rightarrow c\bar{c}X) = \frac{\sigma_{vis}(ep \rightarrow D^* X)}{2 \cdot \mathcal{A} \cdot f(c \rightarrow D^{*+})} \tag{5.14}$$

bestimmt werden. Der Faktor zwei im Nenner der Gleichung 5.14 tritt auf, da jedes der beiden c-Quarks in ein D^*-Meson fragmentieren kann. Das Ergebnis dieser Analyse ist

$$\sigma(ep \rightarrow c\bar{c}X) = (1091 \pm \ 271 \ \pm \ 196) \text{ nb}.$$

5.3 Tief unelastische Streuung

In diesem Abschnitt wird erläutert, wie in dieser Analyse vorgegangen wird, um Wirkungsquerschnitte für die Produktion von D^*-Mesonen in tief unelastischer Streuung zu messen. Zum Nachweis des gestreuten Elektrons wird das rückwärtige Kalorimeter (SpaCal) eingesetzt. Die Vorauswahl der Ereignisse findet mit dem Subtrigger 61 statt. Der Untergrund, der durch fehlidentifizierte Hadronen verursacht wird, macht weitere Schnitte erforderlich, die hier ausführlich diskutiert werden. Anschließend erfolgt die Definition des sichtbaren Bereichs und die Bestimmung der Rekonstruktions- und Triggereffizienzen mit Hilfe von Monte-Carlo-Methoden. Berechnet werden sichtbare und differentielle Wirkungsquerschnitte in Intervallen des Transversalimpulses der D^*-Mesonen, der Pseudorapidität der D^*-Mesonen, der Virtualität Q^2 und der Bjoerken-Skalenvariablen x. Die Ergebnisse werden am Ende dieses Abschnitts angegeben.

5.3.1 Selektion von Ereignissen der tief unelastischen Streuung

Zur Auswahl von Ereignissen der tief unelastischen Streuung wird das rückwärtige Kalorimeter (SpaCal) verwendet. Ein Ereignis wird akzeptiert, wenn das gestreute Elektron nachgewiesen werden konnte. Der Nachweis erfolgt dabei über die im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters deponierte Energie. Die Zuordnung von Energiedepositionen zu dem gestreuten Elektron erfolgt mit Hilfe eines Algorithmus (QESCAT [32]), der die Energiedepositionen in benachbarten Zellen zu Clustern zusammenfasst. Die Gesamtenergie eines Clusters ist dann die Summe der Energien in den einzelnen Zellen des Kalorimeters. Der Cluster mit der höchsten Energie im elektromagnetischen Teil des Kalorimeters wird dem gestreuten Elektron zugeordnet. Anhand der Informationen über die Position dieses Clusters können mit den Gleichungen 3.2 und 3.3 die kinematischen Variablen y und Q^2 rekonstruiert werden. Zur Unterdrückung des Untergrundes, der durch fehlidentifizierte Hadronen hervorgerufen wird, wird gefordert, dass die Energie des Clusters mindestens 12 GeV beträgt.

Um Photoproduktionsereignisse auszuschließen, in denen ein Hadron als Elektron fehlidentifiziert wurde und das gestreute Elektron nicht in einem der beiden Kleinwinkel-Elektrondetektoren nachgewiesen wurde, wird die Größe $\sum E - p_z c$ betrachtet. Für alle Teilchen im Endzustand wird die Differenz aus der Energie und der z-Komponente des Impulses aufsummiert. Die z-Komponente geht dabei vorzeichenbehaftet in den Ausdruck ein. Aufgrund von Energie- und Impulserhaltung müsste im Fall eines idealen Detektors die Summe vor und nach der Streuung identisch sein und somit 55 GeV betragen. In Photoproduktionsereignissen, in denen das Elektron unter einem kleinen Winkel gestreut wurde und durch das Strahlrohr den Detektor verlässt, ohne nachgewiesen zu werden, ist die Summe erheblich geringer, da die Größe besonders sensitiv auf Teilchen ist, die sich entgegengesetzt zur Protonflugrichtung bewegen. Aus diesem Grund erfolgt ein Schnitt auf diese Größe bei 45 GeV: $\sum E - p_z c \ > \ 45$ GeV. In Tabelle 5.12 sind die beiden Schnitte, die zur Unterdrückung des Untergrundes dienen, noch einmal aufgeführt. In Abbildung 5.21 ist die Verteilung der Größe $\sum E - p_z c$ für D^*-Ereignisse dargestellt. Die Verteilung, bei der kein Schnitt auf die Elektronenergie erfolgte, weist deutlich eine Anhäufung von Ereignissen bei $\sum E - p_z c \approx 20$ GeV auf, die von Photoproduktionsereignissen herrührt.

Ineffiziente Bereiche am Rand des rückwärtigen Kalorimeters werden ausgeschlossen, indem ein kreisförmiger Bereich um die Strahlachse herum weggeschnitten wird. Hierzu wird die Größe R_Θ eingeführt, die anhand der folgenden Gleichung für jedes Ereignis berechnet wird:

$$R_\Theta = |(z_{vtx} - z_{SpaCal}) \cdot \tan \Theta_e| \,, \tag{5.15}$$

wobei z_{vtx} die z-Koordinate des primären Vertex ist und $z_{SpaCal} = -160$ cm die z-Position des

Untergrundreduktion (Photoproduktion)	
Selektionskriterium	Wert
Elektronenergie (Cluster-Energie im SpaCal)	> 12 GeV
$\sum E - p_z c$	> 45 GeV
Akzeptanz	
Selektionskriterium	Wert
Virtualität des Photons Q^2	> 2 (GeV/c)^2
R_Θ	> 9.1 cm

Tabelle 5.12: *Kriterien zur Auswahl eines Elektron-Kandidaten im rückwärtigen Kalorimeter. Es wird zwischen Kriterien, die eine Unterdrückung des Untergrundes bewirken und Akzeptanz-Schnitten unterschieden.*

rückwärtigen Kalorimeters angibt. Θ_e ist der Streuwinkel des Elektrons bezüglich der Strahlachse. Es wird gefordert, dass R_Θ mindestens 9.1 cm beträgt. Weiterhin wird zum Ausschluss ineffizienter Bereiche gefordert, dass die Virtualität des Photons mindestens 2 (GeV/c)^2 beträgt.

Die Vorselektion von Ereignissen der tief unelastischen Streuung findet mit Hilfe des Subtriggers 61 statt. Warum sich der Subtrigger für diesen Zweck eignet, wird im nächsten Abschnitt diskutiert.

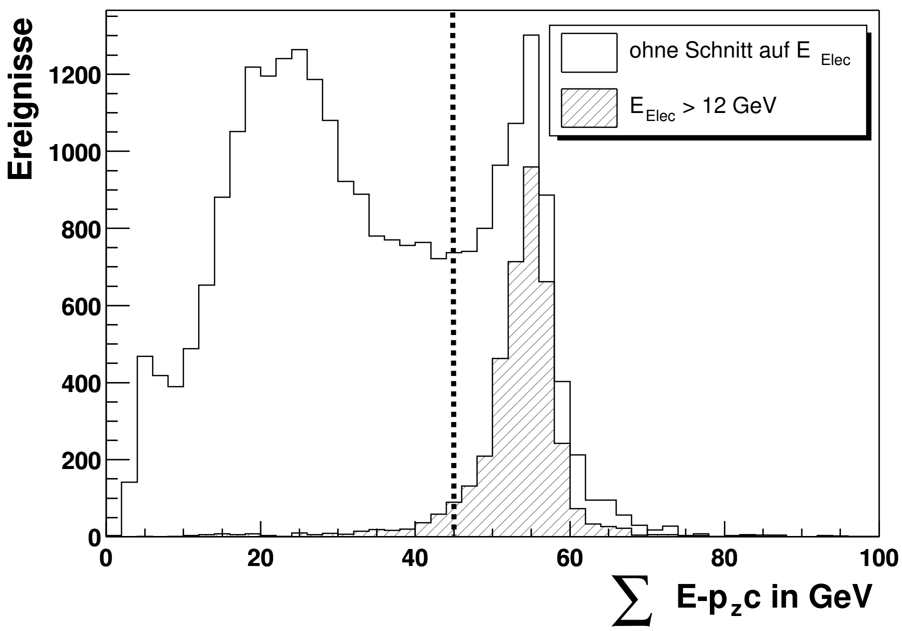


Abbildung 5.21: *Verteilung der Größe $\sum E - p_z c$ vor und nach einem Schnitt auf die Elektronenergie bei 12 GeV. Die gestrichelte Linie markiert den Schnitt auf die Größe $\sum E - p_z c$ bei 45 GeV.*

Energieschwelle	innerer Bereich (R < 16 cm)	äußerer Bereich (R > 16 cm)
0.5 GeV	SPCLe_IET_Cen_1	SPCLe_IET>0
2 GeV	SPCLe_IET_Cen_2	SPCLe_IET>1
6 GeV	SPCLe_IET_Cen_3	SPCLe_IET>2

Tabelle 5.13: *Triggerelemente, die vom rückwärtigen Kalorimeter bereitgestellt werden. Angegeben sind die Energieschwellen für die einzelnen Triggerelemente. R gibt den radialen Abstand von der Strahlachse an und wird zur Definition des inneren und äußeren Bereichs verwendet.*

5.3.1.1 Der Subtrigger 61

Der Subtrigger 61 setzt sich aus den Triggerelementen DCRPh_THig, zVtx_sig, SPCLe_IET und SPCLe_IET_Cen_3 zusammen (s. Tabelle 5.1). Die einzelnen Triggerelemente werden im Folgenden näher erläutert.

Das Triggerelement DCRPh_THig wird gesetzt, wenn mindestens ein zentraler Spurkandidat mit einem Transversalimpuls von mindestens 0.8 GeV/c gefunden wurde.

Der Elektron Trigger (inclusive electron trigger, IET) des rückwärtigen Kalorimeters stellt das L1-Triggerelement SPCLe_IET bereit. Der elektromagnetische Teil des rückwärtigen Kalorimeters ist in 320 Segmente (sogenannte trigger tower) eingeteilt, die jeweils aus 4×4 benachbarten Zellen bestehen. Die Segmentierung ist so angelegt, dass die gesamte Oberfläche des Kalorimeters abgedeckt wird und dass sich die Segmente gegenseitig zur Hälfte überlappen. Überschreitet die Energie, die innerhalb eines Segmentes deponiert wird, eine von drei definierten Schwellen, so wird das Triggerelement SPCLe_IET entsprechend gesetzt [33]. Seit 1997 ist der elektromagnetische Teil des Kalorimeters logisch in einen inneren und einen äußeren Bereich eingeteilt. SPCLe_IET_Cen_1-3 wird bei Segmenten gesetzt, die sich im zentralen Bereich befinden und SPCLe_IET bei Segmenten im äußeren Bereich. In Tabelle 5.13 sind Triggerelemente und die dazugehörigen Energieschwellen dargestellt.

5.3.2 Definition des sichtbaren Bereichs

Der sichtbare Bereich für Ereignisse der tief unelastischen Streuung ist in dieser Analyse wie folgt definiert:

$$-1.5 < \eta(D^*) < 1.5 \quad ; \quad p_t(D^*) > 2 \quad \mathrm{GeV/c}$$

$$2\ (\mathrm{GeV/c})^2 < Q^2 < 100 \ (\mathrm{GeV/c})^2 \quad ; \quad 0.05 < y < 0.6$$

Die Einschränkung des sichtbaren Bereichs in Q^2 und y ergibt sich aus der Geometrie der Detektoranordnung. Der Bereich wird so gewählt, dass ineffiziente Regionen des rückwärtigen Kalorimeters ausgeschlossen werden.

Die Rekonstruktion der kinematischen Größe Q^2 erfolgt mit Hilfe der Elektronmethode. Hierbei wird Q^2 anhand der Gleichung 3.2 bestimmt. Eingesetzt wird die Energie und der Streuwinkel des Elektronkandidaten, der vom rückwärtigen Kalorimeter rekonstruiert wurde.

Die Inelastizität y wird nicht mit Hilfe der Elektronmethode bestimmt, sondern durch die sogenannte Σ-Methode [35]:

$$y_\Sigma = \frac{\sum\limits_{\mathrm{Hadronen}} (E - p_z c)}{\sum (E - p_z c)}. \tag{5.16}$$

Diese Methode bietet gegenüber der Elektronmethode den Vorteil, dass die Energie, die das Elektron vor der tief unelastischen Streuung besitzt, aus der Kinematik des Endzustandes ermittelt wird. Hierdurch werden QED-Prozesse höherer Ordnung berücksichtigt, bei denen die Abstrahlung eines Photons vor der tief unelastischen Wechselwirkung stattfindet. Diese Bremsstrahlungsprozesse haben zur Folge, dass das Elektron mit einer geringeren Energie als der Strahlenergie in die Wechselwirkung eingeht, weshalb die Elektronmethode in solchen Fällen einen falschen Wert liefert.

Die Abbildung 5.22 zeigt die Massendifferenz-Verteilung, die sich für die selektierten Ereignisse der tief unelastischen Streuung ergibt. Angewandt wurden die in den Tabellen 4.2, 4.3 und 5.12 angegebenen Selektionskriterien. Um die Anzahl der D^*-Mesonen zu ermittelt, wurde der Verteilung die Funktion 4.5 angepasst. Die freien Parameter der Anpassung sind die Normierung des Signals und die Normierung und Form des Untergrundes. Die übrigen Parameter wurden durch eine Anpassung an die inklusive Massendifferenz-Verteilung ermittelt, um von der größeren Datenmenge zu profitieren. Das Ergebnis der Anpassung ist in Abbildung 5.22 dargestellt.

5.3.3 Rekonstruktions- und Triggereffizienzen

Die Bestimmung der Rekonstruktions- und Triggereffizienzen erfolgt anhand der Gleichungen 5.2 und 5.3. Die Ergebnisse sind in Tabelle 5.14 zusammenfassend dargestellt. Angegeben sind die Rekonstruktions- und Triggereffizienzen für den gesamten sichtbaren Bereich und für verschiedene Intervalle des Transversalimpulses der D^*-Mesonen, der Pseudorapidität der D^*-Mesonen, der Virtualität Q^2 und der Skalenvariablen x. Die angegeben Triggereffizienzen beziehen sich auf die

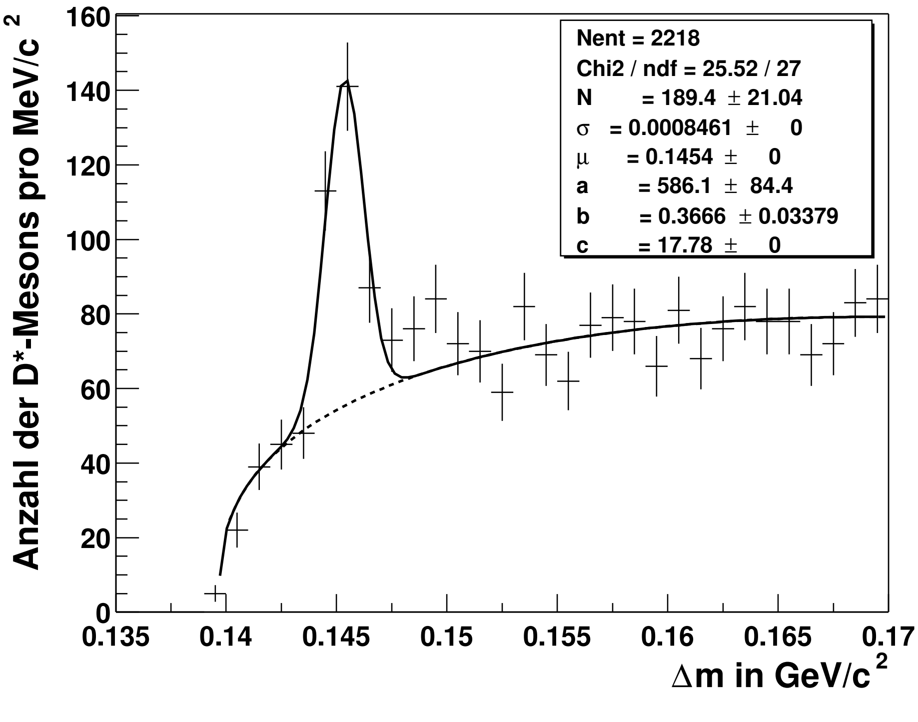


Abbildung 5.22: *Massendifferenz-Verteilung für Ereignisse der tief unelastischen Streuung für den in dieser Analyse definierten sichtbaren Bereich.*

Tief unelastische Streuung (SpaCal)				
Bereich			$\epsilon_{\mathbf{rec}}$ in %	$\epsilon_{\mathbf{trig}}$ in %
sichtbarer Bereich			4.68 (3.4)	93.79 (3.5)
2.0 GeV/c	$< p_t <$	3.0 GeV/c	2.69 (6.0)	92.63 (6.3)
3.0 GeV/c	$< p_t <$	4.0 GeV/c	6.63 (5.9)	93.71 (6.1)
4.0 GeV/c	$< p_t <$	5.0 GeV/c	10.40 (7.6)	95.66 (7.8)
5.0 GeV/c	$< p_t <$	7.0 GeV/c	15.49 (8.8)	94.61 (9.2)
7.0 GeV/c	$< p_t <$	10.0 GeV/c	6.36 (38.4)	98.10 (39.1)
-1.5	$< \eta <$	-1.0	2.91 (10.7)	93.70 (11.1)
-1.0	$< \eta <$	-0.5	4.38 (8.0)	91.56 (8.4)
-0.5	$< \eta <$	0.0	5.42 (7.5)	93.77 (7.8)
0.0	$< \eta <$	0.5	5.05 (7.6)	95.35 (7.9)
0.5	$< \eta <$	1.0	6.12 (7.2)	95.84 (7.4)
1.0	$< \eta <$	1.5	3.62 (11.5)	89.27 (12.1)
2.0 (GeV/c)^2	$< Q^2 <$	4.0 (GeV/c)^2	3.99 (10.1)	94.30 (10.5)
4.0 (GeV/c)^2	$< Q^2 <$	7.0 (GeV/c)^2	3.94 (10.0)	97.81 (10.1)
7.0 (GeV/c)^2	$< Q^2 <$	10.0 (GeV/c)^2	3.88 (12.0)	93.76 (12.5)
10.0 (GeV/c)^2	$< Q^2 <$	20.0 (GeV/c)^2	5.28 (6.2)	91.70 (6.5)
20.0 (GeV/c)^2	$< Q^2 <$	40.0 (GeV/c)^2	5.13 (5.3)	91.70 (5.5)
40.0 (GeV/c)^2	$< Q^2 <$	80.0 (GeV/c)^2	6.92 (4.2)	93.38 (4.4)
0.00003	$< x <$	0.00010	3.58 (19.0)	97.40 (19.3)
0.00010	$< x <$	0.00025	4.02 (10.0)	94.28 (10.3)
0.00025	$< x <$	0.00050	4.42 (8.6)	94.37 (8.9)
0.00050	$< x <$	0.00100	4.26 (8.0)	95.23 (8.2)
0.00100	$< x <$	0.00200	5.38 (6.0)	91.79 (6.3)
0.00200	$< x <$	0.00500	6.47 (4.7)	92.47 (4.8)

Tabelle 5.14: *Zusammenstellung der Rekonstruktions- und Triggereffizienzen. In Klammern sind die relativen statistischen Fehler in Prozent angegeben.*

Effizienz des Subtriggers 61:

$$\epsilon = \epsilon_{DCRPh\_THig} \cdot \epsilon_{zVtx\_sig} \cdot \epsilon_{SPCLe\_IET>2 \,||\, SPCLe\_IET\_Cen\_3}.$$

Die Effizienz der beiden Triggerelemente SPCLe_IET und SPCLe_IET_Cen_3 zusammen beträgt bei den hier auftretenden Elektronenenergien und dem in dieser Analyse betrachteten Q^2-Intervall 100% (s. auch [34]). Die gesamte Triggereffizienz wird demnach durch die Effizienz der beiden Spurtrigger bestimmt.

Bevor der Monte Carlo Datensatz zur Bestimmung der Effizienzen genutzt werden konnte, musste eine Umgewichtung der Monte Carlo Ereignisse vorgenommen werden, da die Verteilung der Virtualität des Photons in den Daten nicht mit der simulierten Verteilung übereinstimmte. Dies ist in Abbildung 5.23 dargestellt. Gezeigt ist die Q^2-Verteilung in den Daten und in dem PYTHIA Monta Carlo Datensatz. Beide Verteilungen wurden auf die zu dem Datensatz gehörende Luminosität normiert, um direkt den Verlauf vergleichen zu können. Für alle Q^2-Intervalle wurde der Faktor bestimmt, der zwischen den beiden Verteilungen liegt. Mit diesem Faktor wurde jedes Monte Carlo Ereignis bei der Berechnung der Effizienzen gewichtet. Durch dieses Vorgehen erhöhen sich die statistischen Fehler der Effizienzen. Ohne die Umgewichtung des Monte Carlo Datensatzes ergäben sich jedoch vollkommen falsche Effizienzen.

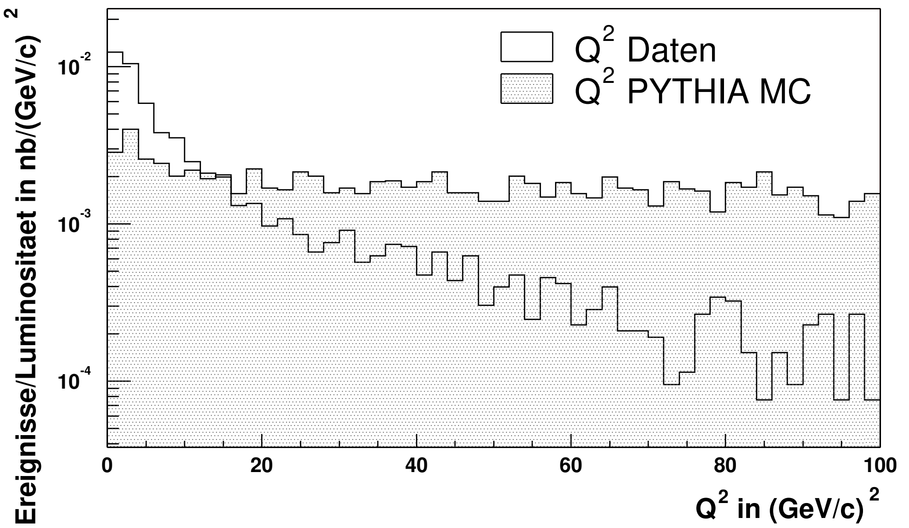


Abbildung 5.23: *Auf die Luminosität normierte Q^2-Verteilungen für D^*-Ereignisse der tief unelastischen Streuung (Daten und PYTHIA Monte Carlo).*

In Abbildung 5.24 sind die Verteilungen der vier kinematischen Größen dargestellt, für die differentielle Wirkungsquerschnitte berechnet werden. Um eine Aussage darüber treffen zu können, ob der umgewichtete Monte Carlo Datensatz die Daten beschreibt, werden die Verteilungen mit Monte Carlo Verteilungen verglichen. Lediglich die η-Verteilung wird gut beschrieben. In den anderen Verteilungen zeigen sich größere Abweichnungen. Besonders die Transversalimpulsverteilung wird schlecht beschrieben. Es wird an dieser Stelle jedoch keine weitere Umgewichtung mehr vorgenommen. In einer weitergehenden Analyse müsste ein neuer Monte Carlo Datensatz generiert werden, in dem die Q^2-Verteilung richtig beschrieben wird.

5.3.4 Systematische Unsicherheiten

Zu den in Tabelle 5.7 angegebenen systematischen Unsicherheiten, die hier übernommen werden, müssen im Fall der tief unelastischen Streuung noch weitere Fehlerquellen diskutiert werden.

Der Untergrund durch Photoproduktionsereignisse kann vernachlässigt werden. Die in der Tabelle 5.12 angegebenen Selektionskriterien lassen die Fehlidentifizierung eines Elektrons kaum noch zu (s. auch [37]). Wichtig wird der Untergrund durch Photoproduktionsereignisse erst, wenn man zu kleineren Elektronenergien (z.B. 8 GeV) oder Q^2 (etwa 1 $(\mathrm{GeV/c})^2$) übergeht. In diesem Fall ist es dann auch ratsam, noch weitere Selektionskriterien anzuwenden. So kann z.B. der Cluster-Radius oder die Energie im hadronischen Teil des rückwärtigen Kalorimeters betrachtet werden. Der Untergrund durch Photoproduktionsereignisse kann mit Hilfe von Monte Carlo Datensätzen abgeschätzt werden. Bei der Untersuchung der in dieser Analyse verwendeten Datensätze mit $Q^2 < 1$ $(\mathrm{GeV/c})^2$ trat bei keinem Ereignis eine Fehlidentifizierung auf.

Weitere systematische Fehler können durch eine falsche Energiekalibration auftreten. Dies wirkt sich z.B. bei der Rekonstruktion der Ereigniskinematik aus. In dieser Analyse wird mit Hinweis auf [38] ein systematischer Fehler von 4% angenommen.

Insgesamt ergibt sich damit ein systematischer Fehler von 17%.

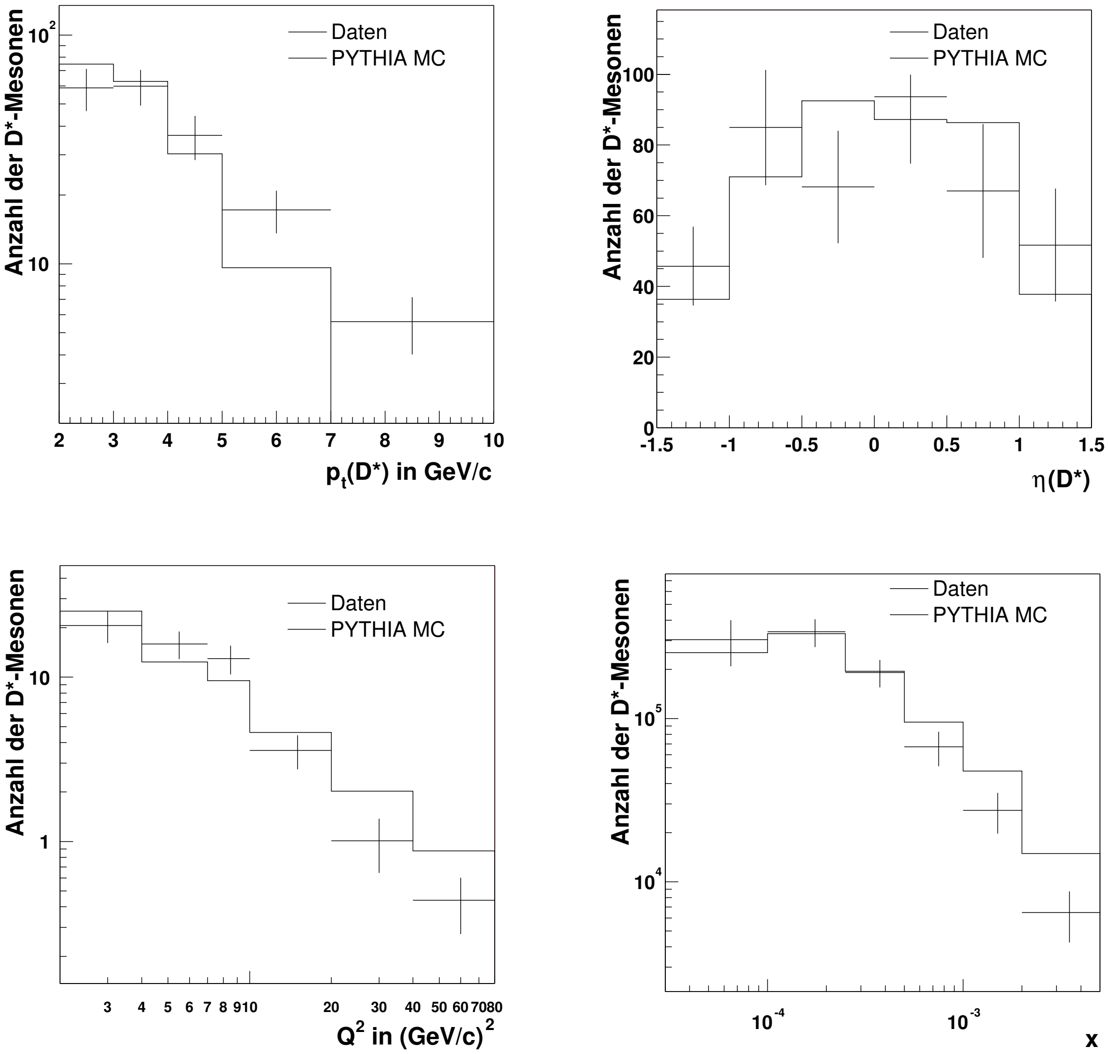


Abbildung 5.24: *Vergleich zwischen Daten und MC-Verteilungen nach der Umgewichtung des Monte Carlo Datensatzes. Die Anzahl der D^*-Mesonen in jedem Intervall wurde durch eine Anpassungsrechnung bestimmt.*

5.3.5 Wirkungsquerschnitte

Bei der Berechnung des Wirkungsquerschnitts müssen, wie bereits geschildert wurde, QED-Prozesse höherer Ordnung berücksichtigt werden. Dies erfolgt hier, indem der Ausdruck 5.1 für den Wirkungsquerschnitt mit einem Korrekturfaktor $1/(1+\delta_{rad})$ versehen wird. Der sichtbare Wirkungsquerschnitt ist dann durch die folgende Formel gegeben:

$$\sigma_{\mathrm{vis}}(e^+p \to e^+D^*X) = \frac{N_{\mathrm{rec}}^{D^*}}{\mathcal{L}\cdot\epsilon\cdot\mathrm{BR}(D^*\to K_S^0\pi\pi\pi_s)\cdot(1+\delta_{rad})}. \qquad (5.17)$$

Dieser Korrekturfaktor kann mit dem Programm HECTOR [36] bestimmt werden. In dieser Analyse wird der Wert, der in [37] ermittelt wurde, übernommen. Er beträgt δ_{rad} =5%.

Es ergibt sich damit für den in dieser Analyse definierten sichtbaren Bereich der folgende Wirkungsquerschnitt:

$$\sigma_{vis}(ep \to eD^*X) = (\ 5.95 \pm 0.75 \pm 1.01)\ \mathrm{nb}.$$

sichtbarer Bereich	**sichtbarer Wirkungsquerschnitt**
$-1.5 < \eta(D^*) < 1.5$; $p_t(D^*) > 2$ GeV/c $2\ (\mathrm{GeV/c})^2 < Q^2 < 100\ (\mathrm{GeV/c})^2$ $0.05 < y < 0.7$	$(4.88 \pm 0.39 \pm 0.91)$ nb [37]
$-1.5 < \eta(D^*) < 1.5$; $p_t(D^*) > 1.5$ GeV/c $Q^2 > 1\ (\mathrm{GeV/c})^2$; $0.05 < y < 0.7$	$(8.44 \pm 0.42^{+1.12}_{-0.83}\ (\mathrm{exp.})^{+0.64}_{-0.41}\ (\mathrm{theo.}))$ nb [39]

Tabelle 5.15: *Wirkungsquerschnitte für die Produktion von D^*-Mesonen in tief unelastischer Streuung. Gezeigt werden die Ergebnisse zweier Analysen mit ähnlichem sichtbaren Bereich.*

Der erste Fehler gibt die statistische und der zweite die systematische Unsicherheit an.

Im Rahmen der Messgenauigkeit ergibt sich kein Widerspruch zu früheren Messungen (s. Tabelle 5.15). Beim Vergleich der Messungen muss beachtet werden, dass die in der zweiten Zeile von Tabelle 5.15 angegebene Analyse auf Daten aus den Jahren 1996 und 1997 basiert, sodass man in der Tendenz niedrigere Wirkungsquerschnitte erwartet, da die Schwerpunktsenergie in diesen Jahren geringer war. Auch die in der ersten Zeile angegebene Analyse basiert zum Teil auf Daten aus dem Jahr 1997. Weiterhin stimmen die sichtbaren Bereiche nicht vollständig überein.

Aus Rechnungen in führender Ordnung der QCD, wobei Prozesse höherer Ordnung durch das Parton-Schauer-Modell berücksichtigt werden, ergibt sich für den hier definierten sichtbaren Bereich ein Wirkungsquerschnitt von 7.78 nb.

5.3.5.1 Differentielle Wirkungsquerschnitte

Zur Bestimmung von differentiellen Wirkungsquerschnitten werden für verschiedene Intervalle des Transversalimpulses $p_t(D^*)$, der Pseudorapidität $\eta(D^*)$, der Virtualität Q^2 und der Variablen x Massendifferenz-Verteilungen erstellt (s. Abbildungen A.5 bis A.8 im Anhang). Für jedes Intervall wird dann die Anzahl der D^*-Mesonen aus einer Anpassungsrechnung ermittelt. Die Anpassung erfolgt mit der Funktion 4.5, wobei nur die Normierung des Untergrundes und des Signals als freie Parameter behandelt werden. Die übrigen Parameter werden aus der Anpassung an die Massendifferenz-Verteilung, die sich für den gesamten sichtbaren Bereich ergibt (s. Abbildung 5.22), übernommen. Die Abbildungen 5.25, 5.26, 5.31 und 5.32 zeigen die Verteilungen der D^*-Mesonen in Abhängigkeit der betrachteten Größen, die sich aus den Ergebnissen der Anpassungsrechnungen ergeben. Anhand der ermittelten Rekonstruktions- und Triggereffizienzen (s. Abbildungen 5.27, 5.28, 5.33 und 5.34) lassen sich differentielle Wirkungquerschnitte berechnen. Die Ergebnisse sind in den Abbildungen 5.29, 5.30, 5.35 und 5.36 dargestellt. Gezeigt sind nur die statistischen Fehler. Zum direkten Vergleich wurden ebenfalls die Ergebnisse von QCD-Rechnungen in führender Ordnung dargestellt, die mit Hilfe des AROMA Monte Carlo Datensatzes bestimmt wurden. Im Verlauf stimmen die Verteilungen gut mit den Messergebnissen überein. Die MC-Wirkungsquerschnitte scheinen jedoch tendenziell etwas höher zu sein.

In Tabelle 5.16 sind die Ergebnisse zusammenfassend dargestellt, die in dieser Analyse für die differentiellen Wirkungsquerschnitte angegeben werden können.

rückwärtiges Kalorimeter				
p_t**-,** η**-,** Q^2**- bzw.** x**-Intervall**			D^***-Mesonen**	**Wirkungsquerschnitt in nb**
2.0 GeV/c	$< p_t <$	3.0 GeV/c	58.86 ± 12.3	(3.26 ± 0.7 ± 0.6) nb/(GeV/c)
3.0 GeV/c	$< p_t <$	4.0 GeV/c	59.77 ± 10.6	(1.33 ± 0.2 ± 0.1) nb/(GeV/c)
4.0 GeV/c	$< p_t <$	5.0 GeV/c	36.42 ± 8.0	(0.51 ± 0.1 ± 0.1) nb/(GeV/c)
5.0 GeV/c	$< p_t <$	7.0 GeV/c	34.43 ± 7.3	(0.16 ± 0.0 ± 0.1) nb/(GeV/c)
7.0 GeV/c	$< p_t <$	10.0 GeV/c	16.76 ± 4.7	(0.12 ± 0.0 ± 0.3) nb/(GeV/c)
-1.5	$< \eta <$	-1.0	22.86 ± 5.6	(2.32 ± 0.6 ± 0.3) nb
-1.0	$< \eta <$	-0.5	42.49 ± 8.2	(2.92 ± 0.6 ± 0.3) nb
-0.5	$< \eta <$	0.0	34.07 ± 8.0	(1.85 ± 0.4 ± 0.2) nb
0.0	$< \eta <$	0.5	46.83 ± 9.5	(2.69 ± 0.5 ± 0.3) nb
0.5	$< \eta <$	1.0	33.51 ± 9.5	(1.58 ± 0.4 ± 0.3) nb
1.0	$< \eta <$	1.5	25.85 ± 8.0	(2.21 ± 0.7 ± 0.2) nb
2 (GeV/c)^2	$< Q^2 <$	4 (GeV/c)^2	41.27 ± 9.0	(0.76 ± 0.17 ± 0.11) nb/(GeV/c)^2
4 (GeV/c)^2	$< Q^2 <$	7 (GeV/c)^2	47.77 ± 9.1	(0.57 ± 0.11 ± 0.10) nb/(GeV/c)^2
7 (GeV/c)^2	$< Q^2 <$	10 (GeV/c)^2	38.92 ± 7.8	(0.49 ± 0.10 ± 0.04) nb/(GeV/c)^2
10 (GeV/c)^2	$< Q^2 <$	20 (GeV/c)^2	35.85 ± 8.4	(0.10 ± 0.02 ± 0.01) nb/(GeV/c)^2
20 (GeV/c)^2	$< Q^2 <$	40 (GeV/c)^2	20.18 ± 7.3	(0.03 ± 0.01 ± 0.00) nb/(GeV/c)^2
40 (GeV/c)^2	$< Q^2 <$	80 (GeV/c)^2	17.51 ± 6.6	(0.01 ± 0.00 ± 0.00) nb/(GeV/c)^2
0.00003	$< x <$	0.00010	21.30 ± 6.7	(12059.54 ± 3783.2 ± 1730.8) nb
0.00010	$< x <$	0.00025	51.02 ± 9.9	(12402.66 ± 2415.4 ± 1536.8) nb
0.00025	$< x <$	0.00050	47.93 ± 9.1	(6338.63 ± 1206.0 ± 727.9) nb
0.00050	$< x <$	0.00100	33.51 ± 8.0	(2278.50 ± 544.1 ± 198.4) nb
0.00100	$< x <$	0.00200	27.37 ± 7.6	(765.65 ± 213.6 ± 51.6) nb
0.00200	$< x <$	0.00500	19.44 ± 6.7	(149.43 ± 51.6 ± 28.4) nb

Tabelle 5.16: *Differentielle Wirkungsquerschnitte (tief unelastische Streuung). Angegeben sind statistische und systematische Fehler.*

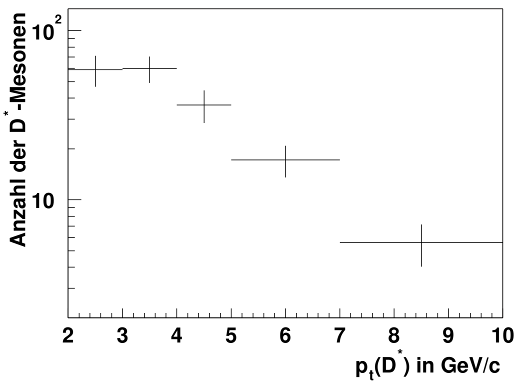


Abbildung 5.25: *Anzahl der D^*-Mesonen für verschiedene Intervalle des Transversalimpulses der D^*-Mesonen.*

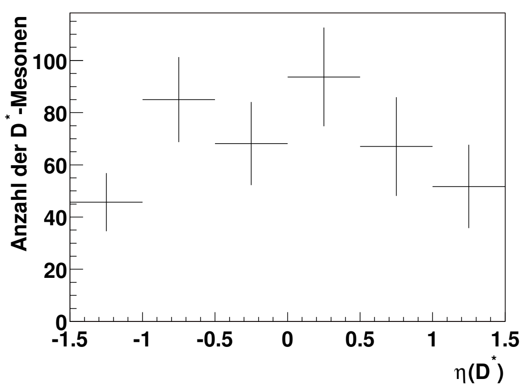


Abbildung 5.26: *Anzahl der D^*-Mesonen für verschiedene Intervalle der Pseudorapidität der D^*-Mesonen.*

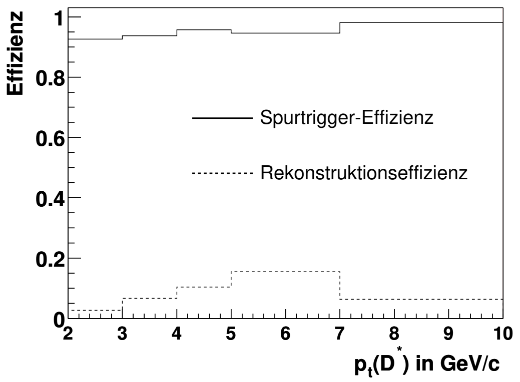


Abbildung 5.27: *Effizienzen für verschiedene Intervalle des Transversalimpulses der D^*-Mesonen.*

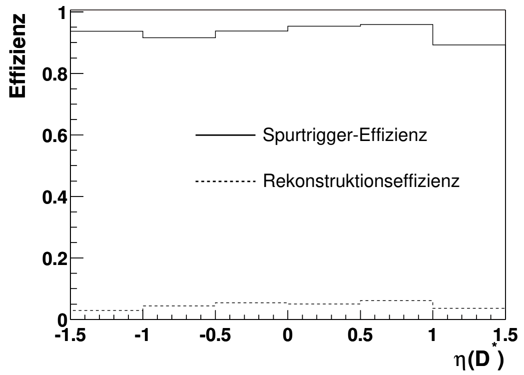


Abbildung 5.28: *Effizienzen für verschiedene Intervalle der Pseudorapidität der D^*-Mesonen.*

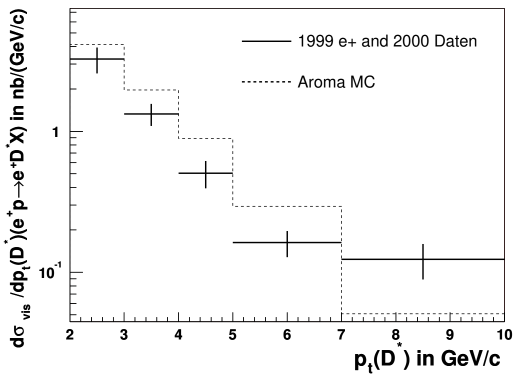


Abbildung 5.29: *Differentielle Wirkungsquerschnitte für verschiedene Intervalle des Transversalimpulses der D^*-Mesonen. Gezeigt werden nur die statistischen Fehler.*

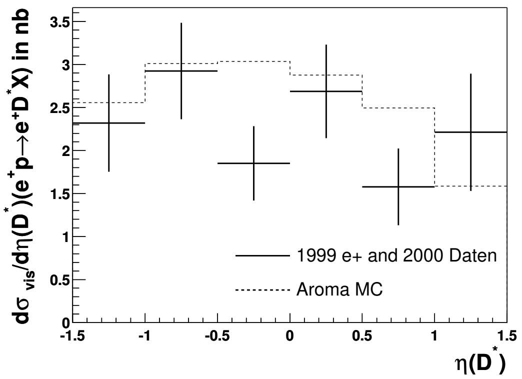


Abbildung 5.30: *Differentielle Wirkungsquerschnitte für verschiedene Intervalle der Pseudorapidität der D^*-Mesonen. Gezeigt werden nur die statistischen Fehler.*

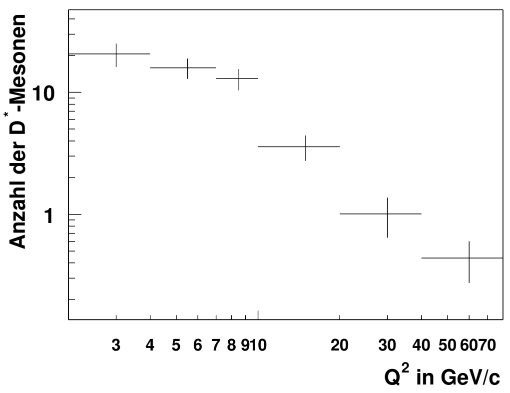


Abbildung 5.31: *Anzahl der D^*-Mesonen für verschiedene Intervalle der Virtualität Q^2.*

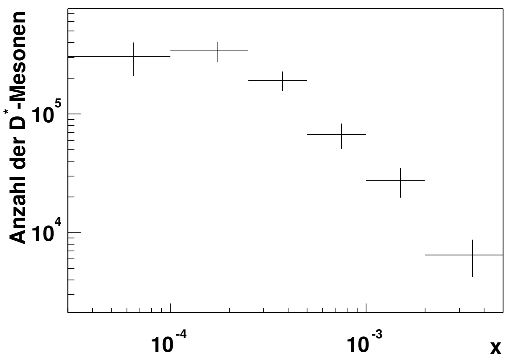


Abbildung 5.32: *Anzahl der D^*-Mesonen für verschiedene Intervalle der Variablen x (Bjorken x).*

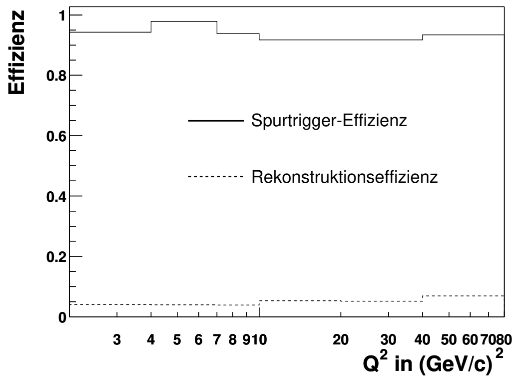


Abbildung 5.33: *Effizienzen für verschiedene Intervalle der Virtualität Q^2.*

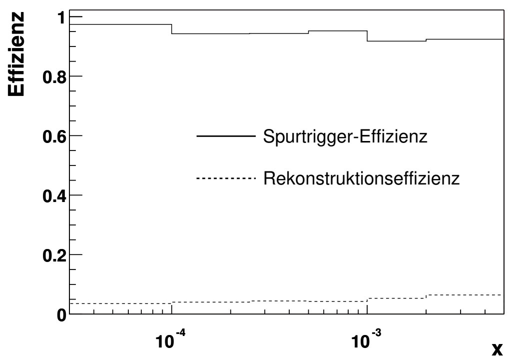


Abbildung 5.34: *Effizienzen für verschiedene Intervalle der Variablen x.*

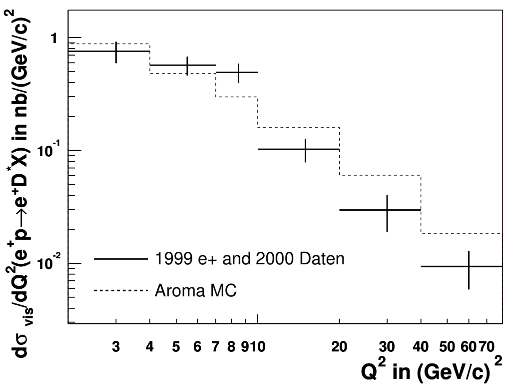


Abbildung 5.35: *Differentielle Wirkungsquerschnitte für verschiedene Intervalle der Virtualität Q^2.*

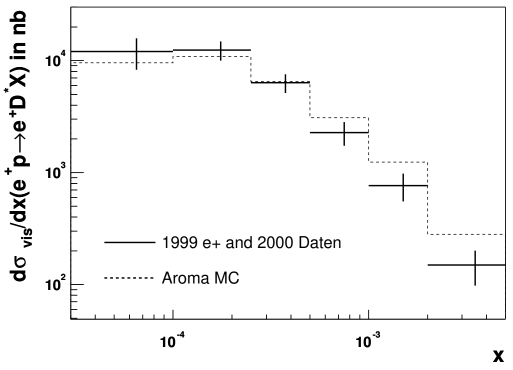


Abbildung 5.36: *Differentielle Wirkungsquerschnitte für verschiedene Intervalle der Variablen x.*

Kapitel 6

Zusammenfassung und Ausblick

Auf der Basis der Messungen des H1 Detektors wurden in dieser Arbeit Wirkungsquerschnitte für die Produktion von D^*-Mesonen in der Elektron-Proton Streuung bestimmt. Verwendet wurden Daten aus den Jahren 1999 und 2000, in denen HERA-e mit einem Positronstrahl betrieben wurde.

Der Nachweis der D^*-Mesonen erfolgte dabei über den Zerfall

$$D^{*+} \to D^0 \pi_s^+ \to \bar{K}^0 \pi^+ \pi^- \pi_s^+.$$

Es wurden Auswahlkriterien entwickelt, die dazu geeignet sind, das Signal zu Untergrundverhältnis derart zu verbessern, dass durch eine Anpassungsrechnung die Bestimmung der Anzahl der D^*-Mesonen möglich war. Es hat sich jedoch gezeigt, dass die zur Verfügung stehende Datenmenge erheblich geringer ist als die, die bei der Verwendung des sogenannten goldenen Zerfallskanals zur Verfügung steht. Als Gründe hierfür sind das kleinere Verzweigungsverhältnis für die gesamte Zerfallskette und die geringere Rekonstruktionseffizienz zu nennen. Dies macht die große Bedeutung des goldenen Zerfallskanals deutlich.

Gemessen wurden Wirkungsquerschnitte für die Photoproduktion von D^*-Mesonen und für die Produktion von D^*-Mesonen in tief unelastischer Streuung. Zur Auswahl von Photoproduktionsereignissen wurde gefordert, dass das gestreute Elektron in einem der beiden Kleinwinkel-Elektrondetektoren ET33 oder ET44 nachgewiesen werden konnte.

Für Ereignisse, die mit dem ET33 selektiert wurden, ergibt sich für den sichtbaren Bereich

$$|\eta(D^*)| < 1.5 \quad ; \quad p_t(D^*) > 2.5 \quad \mathrm{GeV/c}$$

$$Q^2 < 0.01 \quad (\mathrm{GeV/c})^2 \quad ; \quad 0.25 < y < 0.68$$

der Wirkungsquerschnitt:

$$\sigma_{vis}(ep \to eD^*X) = (4.90 \pm 1.23 \pm 0.88) \text{ nb} \quad (159 \text{ GeV} < W_{\gamma p} < 262 \text{ GeV}).$$

Der erste Fehler gibt dabei die statistische Unsicherheit und der zweite den gesamten systematischen Fehler an.

Im Fall des ET44 wurde der folgende sichtbare Bereich definiert:

$$-0.5 < \eta(D^*) < 1.5 \quad ; \quad p_t(D^*) > 2 \quad \mathrm{GeV/c}$$

$$Q^2 < 0.009 \quad (\mathrm{GeV/c})^2 \quad ; \quad 0.035 < y < 0.25.$$

Der gemessene sichtbare Wirkungsquerschnitt beträgt hier:

$$\sigma_{vis}(ep \to eD^*X) = (39.31 \pm 5.17 \pm 7.08)\ \text{nb} \quad (60\ \text{GeV}\ < W_{\gamma p} < 159\ \text{GeV}).$$

Die Auswahl von Ereignissen der tief unelastischen Streuung erfolgte durch den Nachweis des gestreuten Elektrons im rückwärtigen Kalorimeter. Der Wirkungsquerschnitt für den in dieser Analyse definierten sichtbaren Bereich

$$-1.5 < \eta(D^*) < 1.5 \quad ; \quad p_t(D^*) > 2 \quad \text{GeV/c}$$

$$2\ (\text{GeV/c})^2 < Q^2 < 100\ (\text{GeV/c})^2 \quad ; \quad 0.05 < y < 0.6$$

beträgt

$$\sigma_{vis}(ep \to eD^*X) = (\ 5.95 \pm 0.75 \pm 1.01)\ \text{nb}.$$

Es wurde diskutiert, dass alle Ergebnisse innerhalb der Fehler konsistent mit früheren Messungen sind. Die Photoproduktionswirkungsquerschnitte wurden weiterhin mit QCD-Rechnungen in nächst führender Ordnung verglichen. Im Fall des ET33 wurden die gemessenen Wirkungsquerschnitte ihrem Betrage und ihrem Verlauf nach innerhalb der Messgenauigkeit gut beschrieben. Im Fall des ET44 zeigten sich jedoch starke Abweichungen. Die gemessenen Wirkungsquerschnitte sind um einen Faktor 2 bis 3 größer als die theoretischen Vorhersagen. Dies ist ein ungelöste Problem, das auch schon im Rahmen anderer Analysen beobachtet wurde. Die Wirkungsquerschnitte für die Produktion von D^*-Mesonen in tief unelastischer Streuung wurden mit Rechnungen in führender Ordnung, wobei Effekte höherer Ordnung durch das sogenannte Parton-Schauer-Modell berücksichtigt wurden, verglichen. Es zeigte sich innerhalb der Messgenauigkeit eine gute Übereinstimmung.

Inzwischen liegt eine neue, verbesserte Version des Simulationsprogramms H1SIM vor. Die in dieser Analyse verwendeten Monte Carlo Datensätze wurden, wie sich herausstellte, mit einer Version des Simulationsprogramms H1SIM simuliert, in der z.B. die Anzahl der Treffer, die ein Teilchen beim Durchqueren der zentralen Spurkammer verursacht, nicht richtig beschrieben wird. Es muss untersucht werden, ob sich mit dieser Version wesentlich andere Effizienzen ergeben.

Weiterhin wäre zu prüfen, ob sich eine höhere Rekonstruktionseffizienz erzielen ließe, wenn zusätzlich zu den Messungen der zentralen Spurkammern Messungen des zentralen Vertex-Detektors zur Rekonstruktion der K_S^0-Mesonen verwendet würden. Es ergäbe sich dann eine bessere Ortsauflösung des sekundären Vertex und es wäre damit möglich, auch radiale Zerfallslängen zu betrachten, die kleiner als 1 cm sind, ohne dabei den Untergrundanteil zu erhöhen.

Bezüglich der Rekonstruktionseffizienz muss noch erwähnt werden, dass Bemühungen angestellt werden, das Rekonstruktionsprogramm H1REC zu verbessern. Durch eine geplante Verbesserung soll z.B. die Auflösung von Spuren mit niedrigem Transversalimpuls ($p_t < 150$ MeV/c) erhöht werden. Dies könnte es ermöglichen, bei der Auswahl von D^*-Mesonen, geringere Transversalimpulse für das sogenannte langsame Pion zu fordern, was die Rekonstruktionseffizienz wesentlich erhöhen würde.

Wegen der großen statistischen Unsicherheiten ist natürlich auch eine größere Datenmenge wünschenswert. In der zweiten Phase des H1 Experiments bei HERAII erwartet man nach dem Einbau zusätzlicher Magnete in der Nähe der Wechselwirkungsregion eine wesentlich höhere Luminosität (etwa $4.7 \cdot 10^{31}$ cm^{-2}s^{-1}). Diese höhere Luminosität stellt hohe Anforderungen an das Trigger- und Datennahmesystem. Um diesen Anforderungen gerecht werden zu können, wurde u.a. der schnelle Spurtrigger (FTT, fast track trigger) entwickelt. Mit ihm ist es z.B. möglich, schon im Rahmen der dritten Triggerstufe L3, durch die Kombination einzelner Spuren eines

Ereignisses Teilchen zu rekonstruieren. So findet auch eine Suche nach D^*-Mesonen über mehrere Zerfallskanäle mit Hilfe der Δm-Methode statt. Hiervon wird man bei der Untersuchung der Physik schwerer Quarks stark profitieren.

Anhang A

Differentielle Verteilungen

A.1 Subtrigger 83

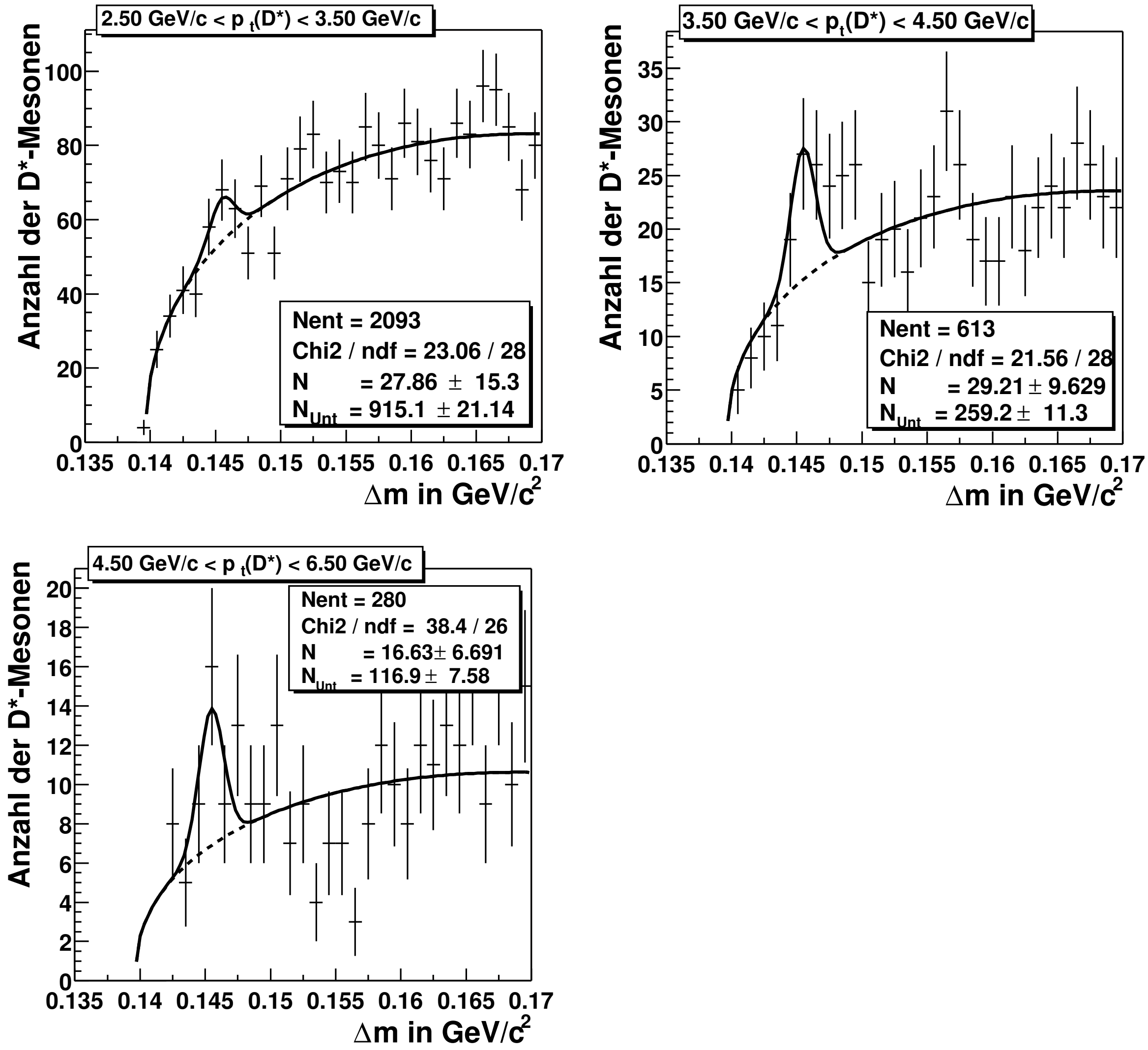


Abbildung A.1: *Massendifferenz-Verteilungen für verschiedene Intervalle des Transversalimpulses der D^*-Mesonen (ET33).*

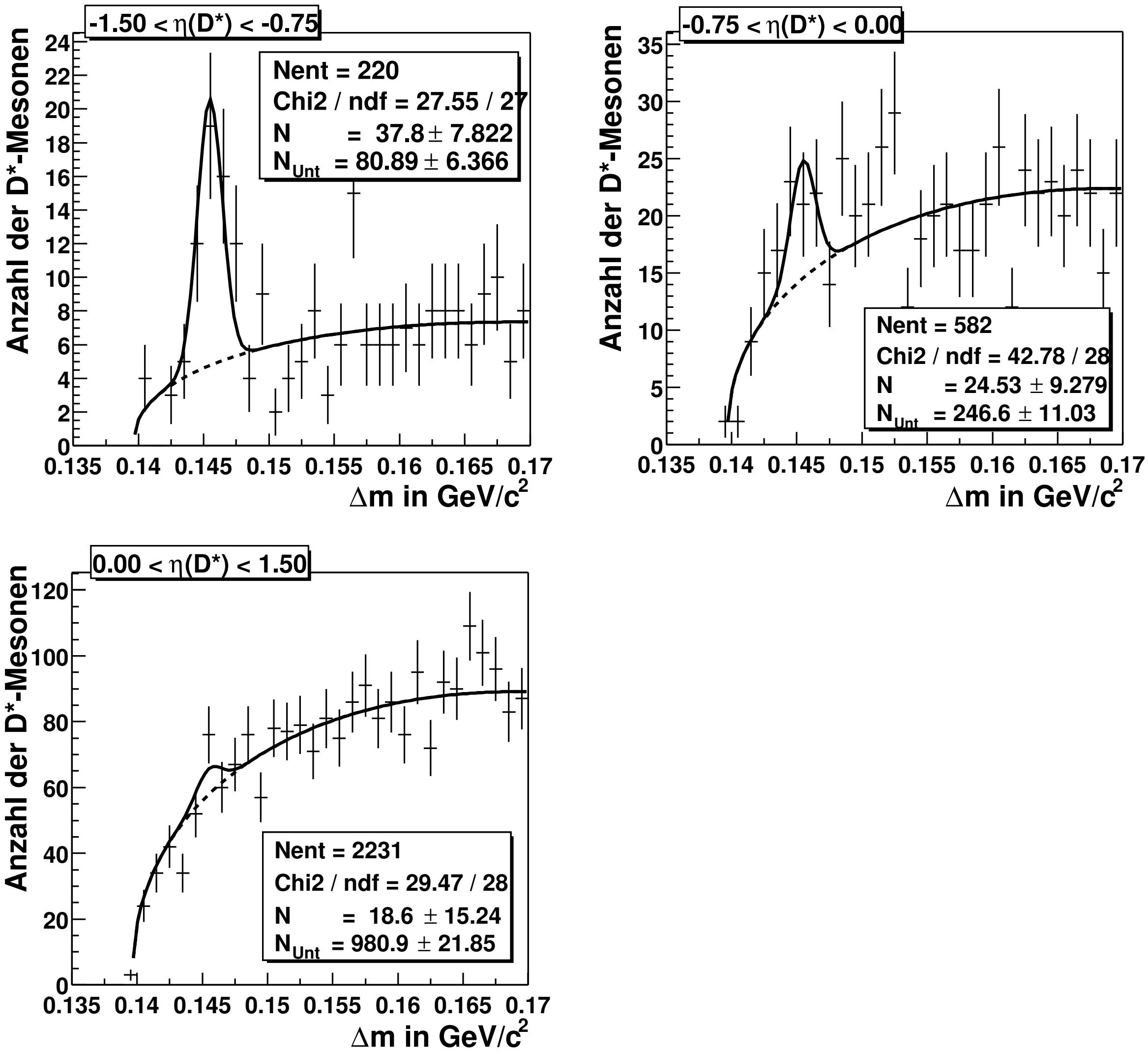


Abbildung A.2: *Massendifferenz-Verteilungen für verschiedene Intervalle der Pseudorapidität der D^*-Mesonen (ET33).*

A.2 Subtrigger 84

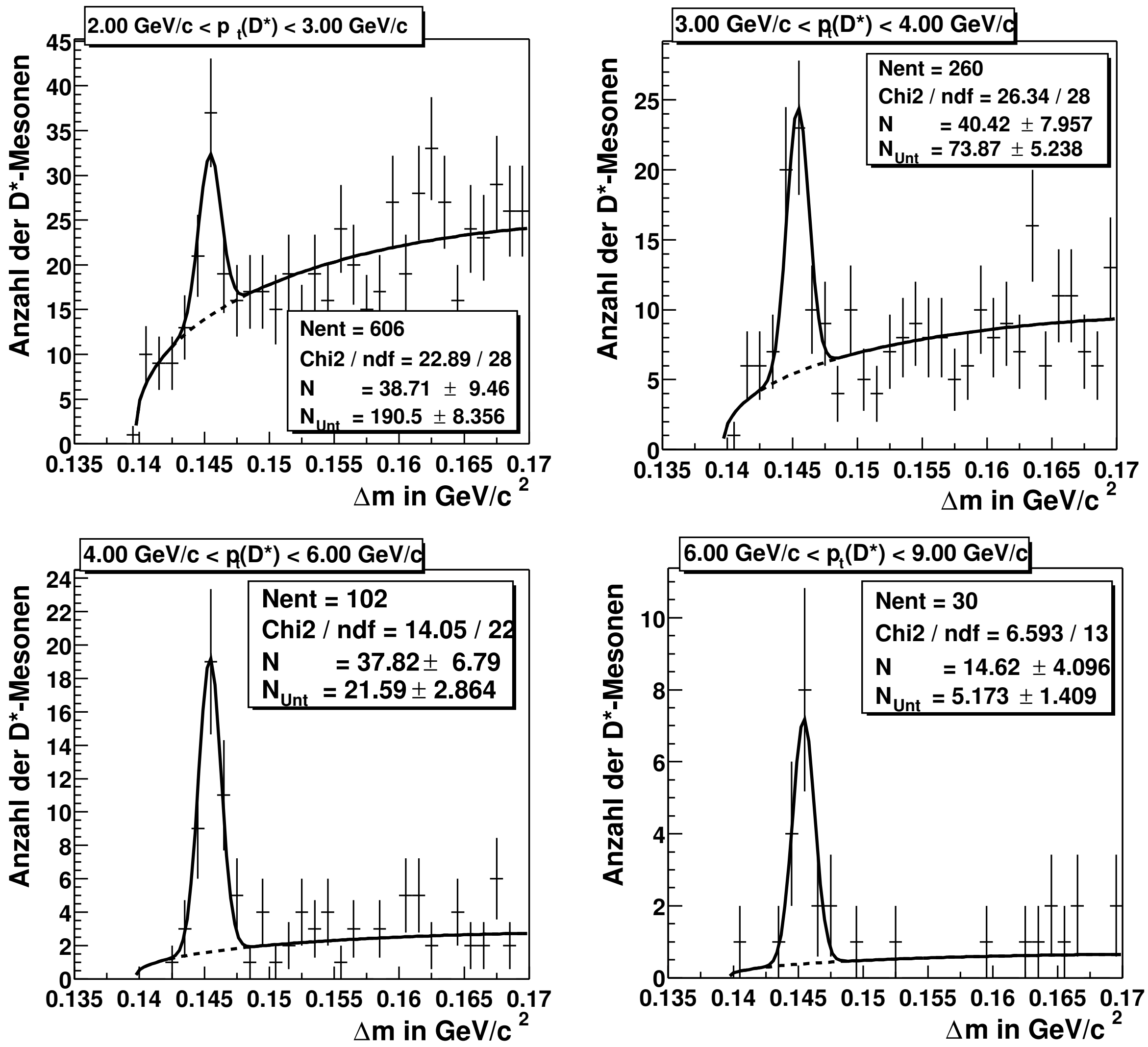


Abbildung A.3: *Massendifferenz-Verteilungen für verschiedene Intervalle des Transversalimpulses der D^*-Mesonen (ET44).*

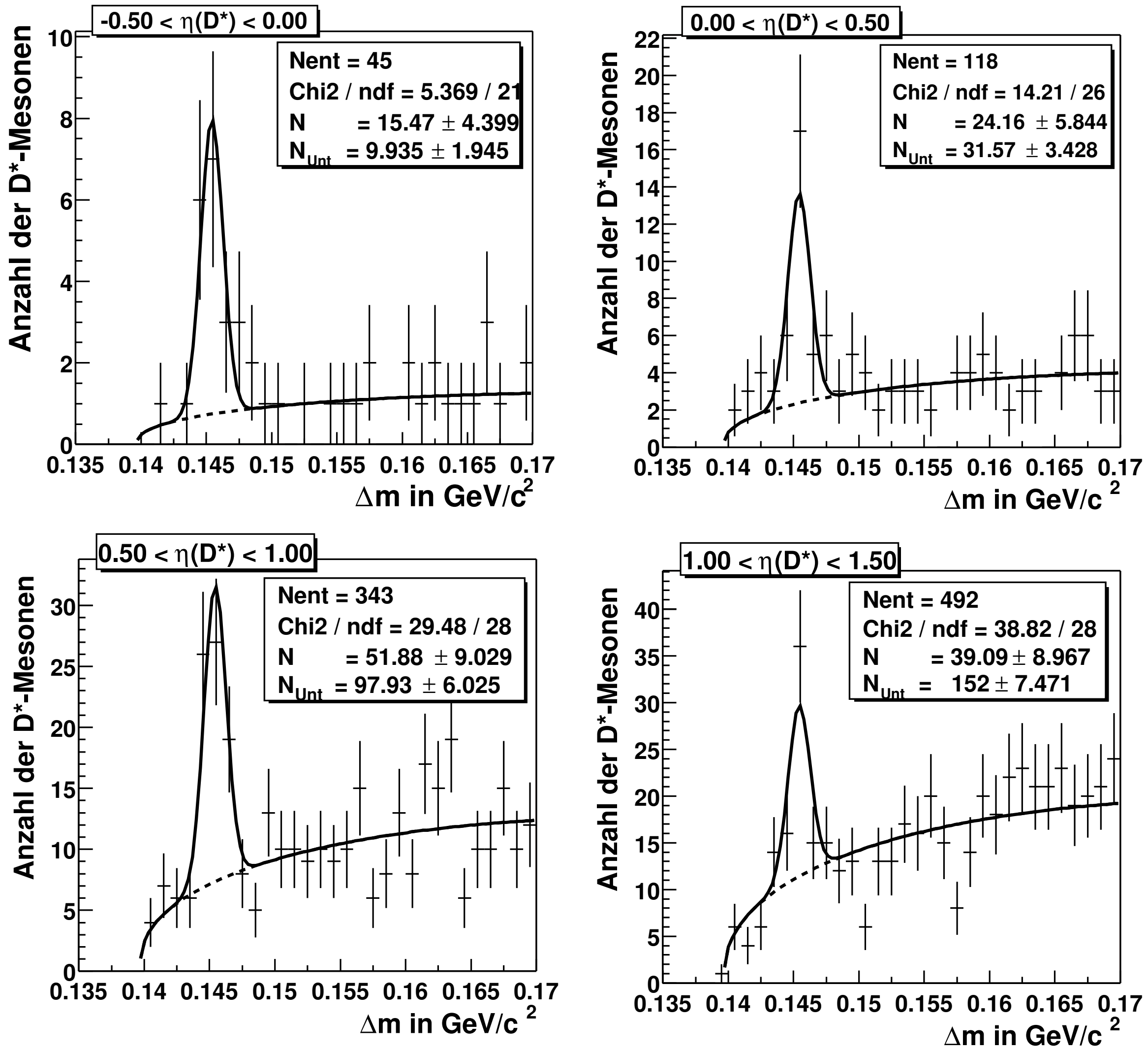


Abbildung A.4: *Massendifferenz-Verteilungen für verschiedene Intervalle der Pseudorapidität der D^*-Mesonen (ET44).*

A.3 Subtrigger 61

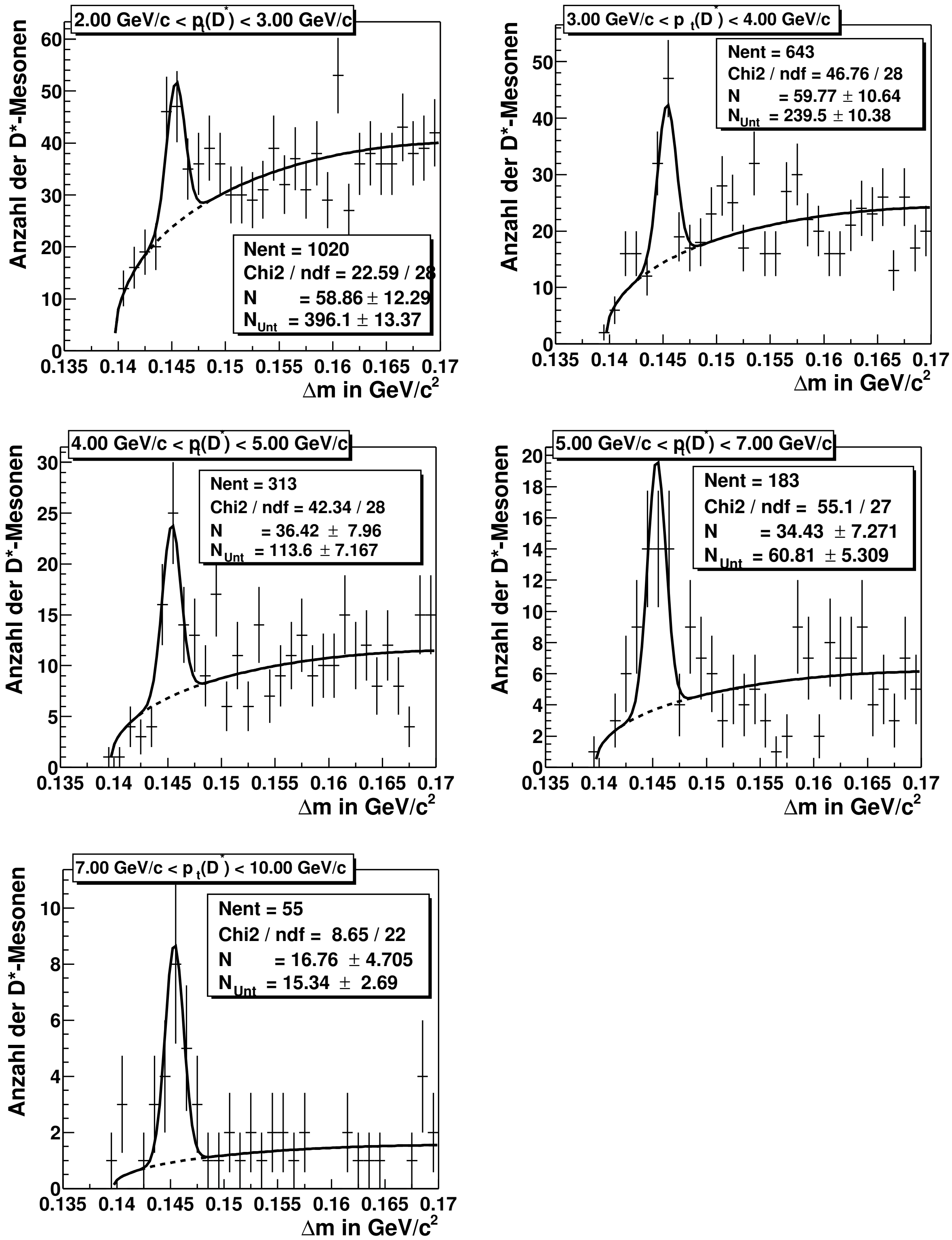


Abbildung A.5: *Massendifferenz-Verteilungen für verschiedene Intervalle des Transversalimpulses der D^*-Mesonen.*

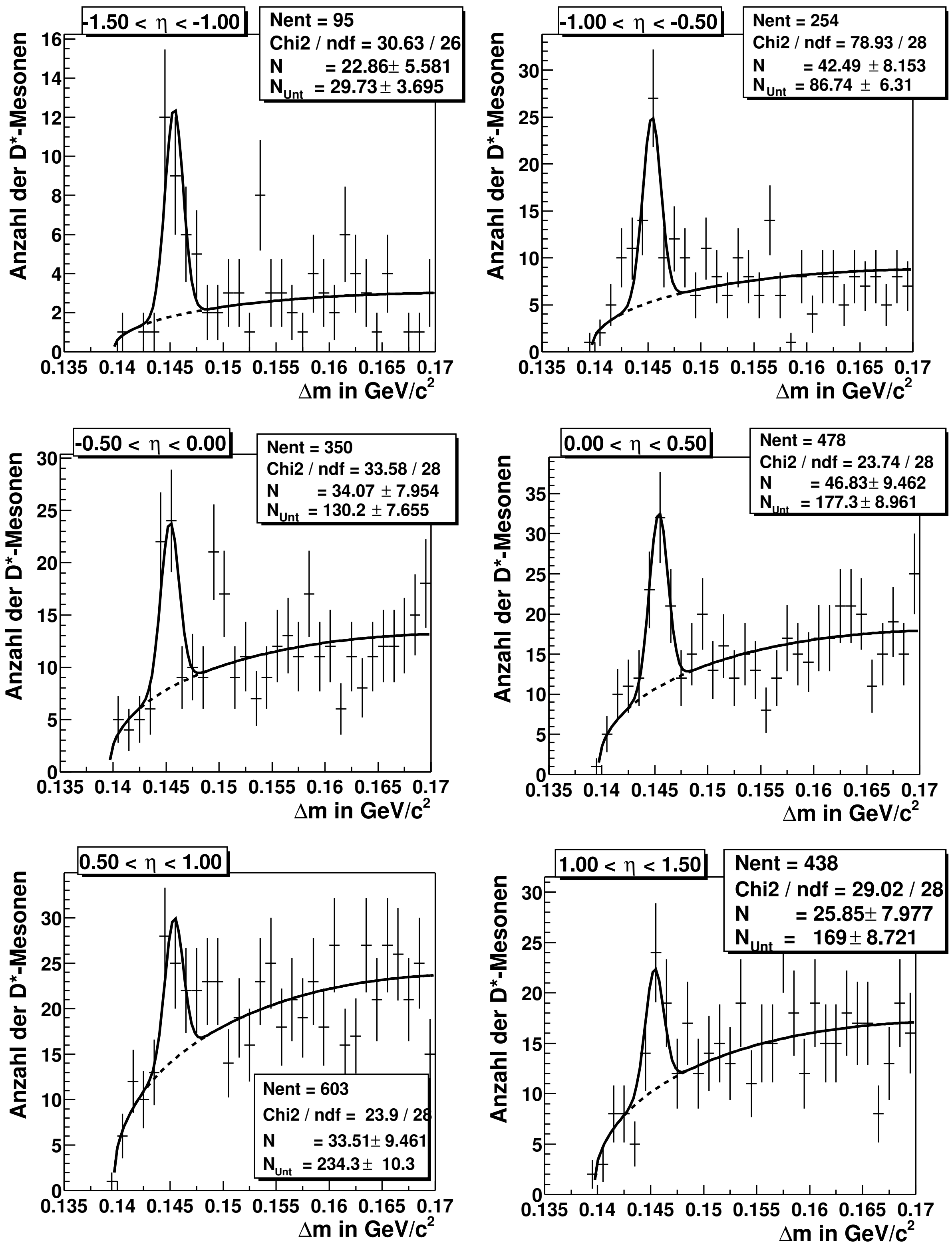


Abbildung A.6: *Massendifferenz-Verteilungen für verschiedene Intervalle der Pseudorapidität der D^*-Mesonen.*

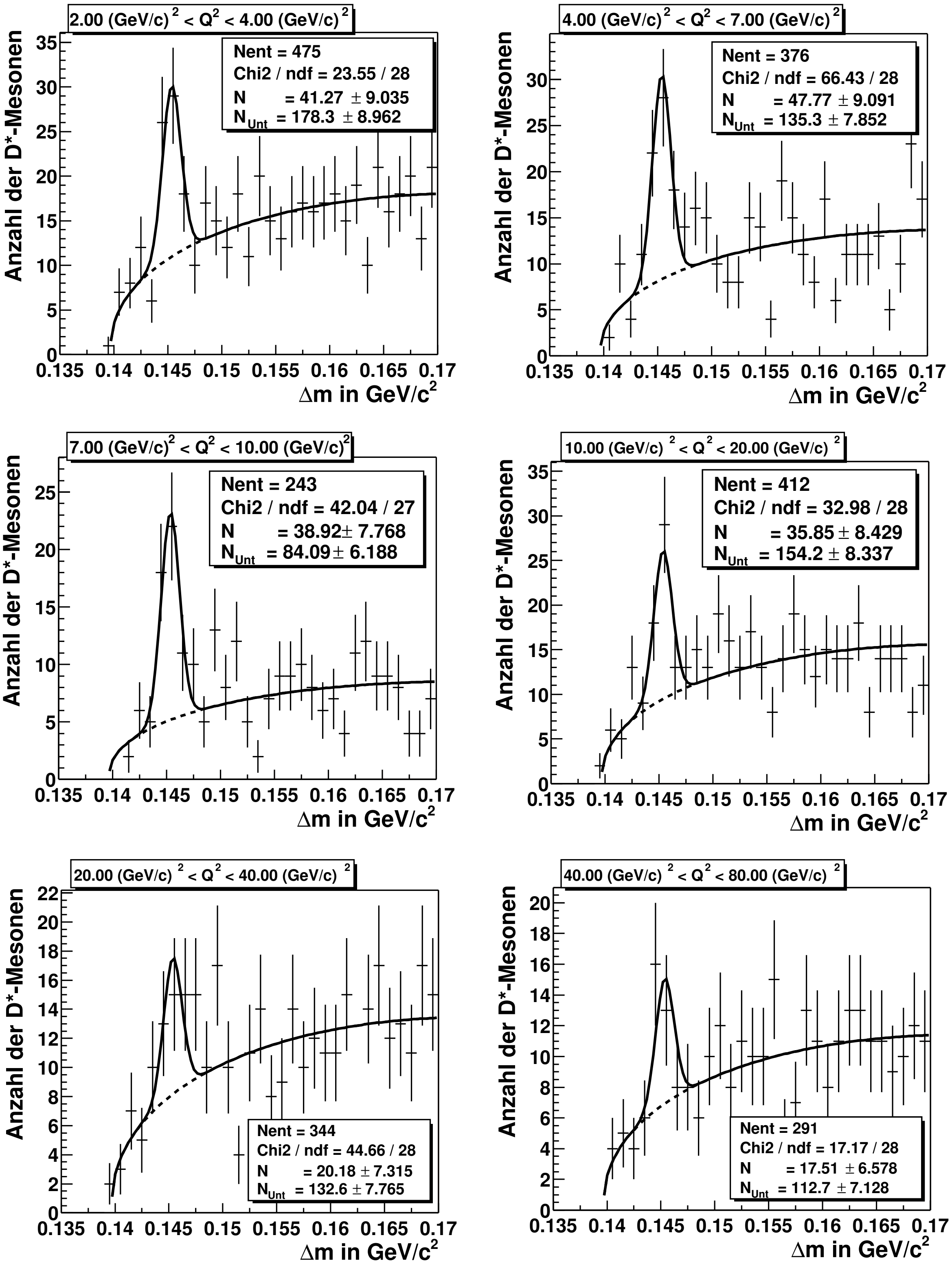


Abbildung A.7: *Massendifferenz-Verteilungen für verschiedene Q^2-Intervalle.*

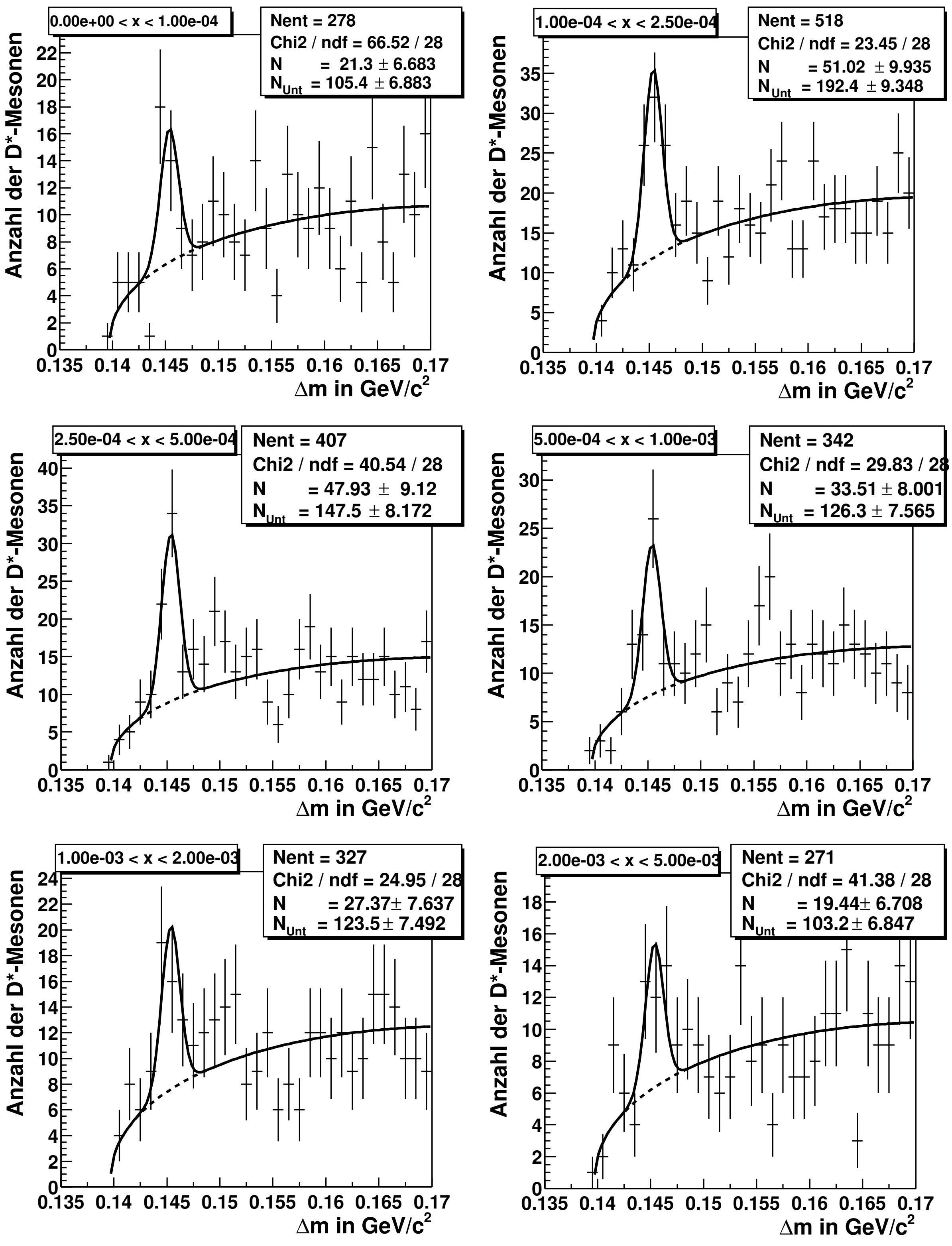


Abbildung A.8: *Massendifferenz-Verteilungen für verschiedene x-Intervalle.*

Literaturverzeichnis

[1] Particle Data Group, *Physical Review D Particles and Fields, Part 1*, Volume 66, July 2002

[2] K. Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Teubner-Verlag

[3] I. Abt et al., *The H1 detector at HERA*, Nuclear Instruments and Methods, **A 386** (1997) 310-347

[4] I. Abt et al., *The tracking, calorimeter and muon detectors of the H1 experiment at HERA*, Nuclear Instruments and Methods, **A 386** (1997) 348-396

[5] D. Dünkelmann, *Wirkungsquerschnitte für Photoproduktion von D^*-Mesonen in ep-Wechselwirkungen am H1-Experiment bei HERA*, Diplomarbeit, Universität Hamburg, Juni 2001

[6] D. Pitzl et al., *The H1 Silicon Vertex Detector*, Nuclear Instruments and Methods **A454**(2000) 334-349, **HEP-EX/0002044**

[7] T. Kuhr, *Rekonstruktion von V^0s mit dem H1-Silizium-Detektor*, Diplomarbeit, Hamburg 1998

[8] H1 Spacal Group, *The H1 Lead/Scintillating-Fibre Calorimeter*, Nuclear Instruments and Methods **A386** (1997) 397-408

[9] Andreas Meyer, *Measurement of the Structure Function $F_2(x, Q^2)$ of the Proton at Low Q^2 with the H1 Detector at HERA Using the New Detector Components Spacal and BDC*, Doktorarbeit, Oktober 1097

[10] T. Nicholls et al., *Concept, Design and Performance of the Second Level Triggers of the H1 Detector*, IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol 45, No. 3 (1998) 810

[11] H1 Collaboration, *Realization of a Second Level Neural Network Trigger for the H1 Experiment at HERA*, H1-Note **H1-01/97-509**

[12] A. Campbell, *A RISC multiprocessor event trigger for the data acquisition system of the H1 experiment at HERA*, IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. 39, 255-258, 1992

[13] N. Gogitidze und S. Levonian, *An Offline Luminosity Determination for the 1995 H1 e^+p-Data*, H1-Note **H1-02/96-471**

[14] P. Schmüser, *Feynman-Graphen und Eichtheorien für Experimentalphysiker*, Springer Verlag

[15] P. J. Bussey, *Heavy Flavour Production at HERA - A Survey*, **HEP-PH/0109254**

[16] S. Frixione, M. Mangano, P. Nason und G. Ridolfi, *Heavy-Quark Production*, **CERN-TH/07-16**

[17] Torbjörn Sjöstrand, *PYTHIA 5.7 and JETSET 7.5 Physics and Manual*, **CERN-TH.7112/94**

[18] H. Plothow-Besch, *PDFLIB: Proton, Pion and Photon Density Functions, Parton Density Functions of the Nucleus, and α_s Calculations*, User's Manual, Version 8.04, W5051 PDFLIB, 2000.04.17, CERN-ETT

[19] R. Gerhards, *Erzeugung und Fragmentation des Charm Quarks in Elektron-Positron Vernichtung*, Doktorarbeit, 1989

[20] J. Meyer, *Guide to the simulation program H1SIM*, Hamburg 1991, unveröffentlicht

[21] K. Johannsen, *Measurement of Strangeness Production in γp Interactions at HERA with the H1 Detector*, Doktorarbeit, June 1996

[22] J. Riedlberger, *The H1 Trigger with Emphasis on Tracking Triggers*, H1-Note **H1-01/95-419**

[23] H. Beck, *Principles and Operation of the z-Vertex Trigger*, H1-Note **H1-05/96-479**

[24] F. Jacquet und A. Blondel, *Detection and Study of the Charged Current Events* in U. Amaldi (Herausgeber) *Study of an ep-Facility for Europe*, DESY, August 1979, S. 391-396

[25] Gero Flucke, *private Mitteilung*

[26] Sergey Levonian, *Help for the e-tagger related analyses*, https://www-h1.desy.de/~levonian/QPETAC.html

[27] H1 Collaboration, *Experimental Study of Hard Photon Radiation Processes at HERA*, Z.Phys. C66(1995)529, February 1995

[28] L. Gladilin, *Charm Hadron Production Fractions*, **HEP-EX/9912064**

[29] V. Andreev, *Acceptance Determination of Electron Tagger (ET44) in 1995*, H1-Note **H1-10/96-493**, Oktober 1996

[30] Monika Biddulph, *Scale Dependence of the Charm Production Cross Section in Photoproduction and Performance of the Central Silicon Tracker at the H1 Experiment*, Dissertation, **ETH Nr. 12331**

[31] Stefano Frixione et al., *Differential Distributions for Heavy Flavour Production at HERA*, **HEP-PH/9506226**

[32] J. Marks, *QESCAT - Electron identification software in H1PHAN*, https://www-h1.desy.de/~marks/electron/phan_e_finder.html

[33] V. Boudry et al., *The Inclusive Electron Trigger for the SPACAL: Design and CERN-test results*, H1-Note **H1-03/95-430**

[34] Susanne Mohrdieck, *Inelastische J/Ψ-Erzeugung in Elektroproduktion am H1-Experiment bei HERA*, Dissertation, Hamburg 2000

[35] Ursula Bassler und Gregorio Bernardi, *On the kinematic reconstruction of deep inelastic scattering at HERA: The Sigma Method*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, **A361**, p. 197, 1995. **HEP-EX/9412004**

[36] A. Arbuzov et al., *HECTOR 1.00 - A Program for the Calculation of QED, QCD and Electroweak Corrections to ep and $l^{\pm}N$ Deep Inelastic Neutral and Charged Current Scattering*, Computing Phys. Community Vol. 94 (1996), p. 128-184, **HEP-PH/9511434**

[37] Thomas Kuhr, *Messung des Wirkungsquerschnittes von b-Quark-Produktion in tiefunelastischer Elektron-Proton-Streuung bei H1*, Dissertation, Hamburg 2002

[38] A. Meyer, *The scattered Electron in the Spacal*, Heavy Quark Working Group Meeting am 22.01.2002

[39] Catherine Adloff, *Open Charm Production in Deep Inelastic Electron-Proton Scattering with the H1 Detector at HERA*, Dissertation, Oktober 2001, **WUB-DIS 2001-14**

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Danksagung

Ich möchte die Gelegenheit nutzen und mich an dieser Stelle bei allen herzlich bedanken, die zum Zustandekommen dieser Arbeit beigetragen haben.

Zunächst gilt mein Dank Herrn Prof. Dr. Volker Blobel für die Aufgabenstellung. Herrn Dr. Ralf Gerhards danke ich für die intensive Betreuung dieser Arbeit. Frau Prof. Dr. Beate Naroska danke ich für die Übernahme des Zweitgutachtens.

Bedanken möchte ich mich auch bei den Diplom Physikern Gero Flucke, Dr. Thomas Kuhr, Ingo Strauch, Svetlana Vinokurova, Jeannine Wagner und Bengt Weßling, mit denen ich ein Büro geteilt habe. Von den vielen anregenden Diskussionen in angenehmer und produktiver Atmosphäre habe ich sehr profitiert.

Besonders großen Dank schulde ich meiner Mutter, die mich stets großartig unterstützt hat.

Erklärung

Hiermit versichere ich, dass ich die Arbeit unter Verwendung der angegebenen Quellen selbständig angefertigt habe.

Hamburg, 8 März 2003